SÉRIE A, N° 3915
N° D'ORDRE :
4766

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean SAUDINOS

PREMIÈRE THÈSE

Nouveaux aspects de l'excitation nucléaire par diffusion de particules alpha

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 19 JUIN 1962 devant la Commission d'Examen

MM. TEILLAC — Président

JEAN, LEHMANN — Examinateurs

SÉRIE A, N° 3915
N° D'ORDRE :
4766

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean SAUDINOS

PREMIÈRE THÈSE

Nouveaux aspects de l'excitation nucléaire par diffusion de particules alpha

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le devant la Commission d'Examen

MM. TEILLAC Président

JEAN
LEHMANN } Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie et Cristal.
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité
MONNIER	T	Physiologie Générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE	T	Chimie générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du Globe
Mlle COUSIN	T	Biologie Animale (SPCN)
CHRETIEN	T	Chimie minérale
DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIERE	T	Géologie SPCN et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie Vég. (P.C.B.)
LUCAS R.	T	Recherches Physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)
FORTIER	T	Mécanique exp. des Fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Botanique
DE CUGNAC	T	Biologie Végétale (SPCN)
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe
L'HERITIER	T	Biologie Générale (Orsay)
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique Générale
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des Nombres
QUELET	T	Chimie Organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories Physiques
AMIEL	T	Chimie générale
HOCART	T	Minéralogie et Cristallog.
J.P. MATHIEU	T	Physique (Optique)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie
FELDMANN	T	Biologie Végétale marine
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des Probabilités et Physique mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégral
CHOUARD	T	Physiologie Végétale
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.)
BRELOT	T	Calcul diff. et intégral
NORMANT	T	Synthèse organique générale
BENARD	T	Chimie Minérale
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie Végétale
MARECHAL	T	Optique théorique et Appl.
KIRRMANN	T	Théories Chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutri.
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Applic. de l'analyse à la géométrie
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie Comp.
EHRESMANN	T	Topologie Algébrique
FRANCON	T	Physique (S.P.C.N.)
GLANGEAUD	T	Géographie phys. et Géologie dynamique
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)
PISOT	T	Tech. Mathém. de la Phys.
ROCH	T	Géologie
SCHATZMAN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléontologie stratig.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.)
RIZET	T	Génétique (Orsay)
ROUTHIER	T	Géologie appliquée
Mme TONNELAT	T	Physique Théorique
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechnique géné.
BRUSSET	T	Chimie systématique
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme CHAIX	T	Chimie biologique
Mme HUREL-PY		Biologie Végétale (PCB)
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.)
BRUN	T	Mécan. théorique des Fluides
LEDERER	T	Chimie biologique
Mme DUBREIL	T	Mathém. (Agrégation)
Mme LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)
COTTE	T	Physique électricité
DUBOIS J.E.	T	Chimie organique
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.)
MICHEL A.	T	Chimie Minérale (Orsay)
OLMER	T	Energétique générale
ROUAULT	T	Electricité (Orsay)
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER		Physiologie comparée
CAMUS		Physiologie Vég. BMPV
CASTAING	T	Physique (Orsay)
CURIEN	T	Minéralo. et Cristallog.
MOYSE	T	Physiologie Végé. (Orsay)
NOIROT		Evolution des Etres Org.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay)
POSSOMPES	T	Zoologie
PULLMANN	T	Chimie théorique
TEILLAC	T	Physique Nucl. et Radioactivité
TONNELAT	T	Biologie Physico-chim.
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART		Chimie (P.C.B.)
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches Physiques
GUINOCHET	T	Biol. Vég. SPCN (Orsay)
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.)
Mlle JOSIEN	T	Chimie S.P.C.N.
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Electronique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay)
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay)
DENY	T	Mathématiques Géné. Orsay
GERMAIN	T	Mécan. théor. des fluides
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD	T	Chimie Physique
BERTHELOT	T	Phys. Fondamentale des Hautes Energies (Orsay)
BRICART	T	Météorologie et phys. de l'Atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD		Psychophysiologie
FRIEDEL		Physique des Solides (Orsay)
M. JULIA		Etudes des Moléculaires naturelles complexes
LENDER	T	Biol. Animale (SPCN) Orsay
MAGAT		Physico-chimie des radioéléments
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie
MONOD	T	Chimie du métabolisme
BENOIT	T	Physiol. Anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAISSINSKY	T	Radiochimie
LEMEE	T	Physiol. Vég. BMPV (Orsay)
GUERIN	T	Chimie M.P.C. (Orsay)
CHATELET M.		Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique Nucléaire (Orsay)
MATTLER	T	Physique S.P.C.N.
MICHEL L.		Phys. Théor. des Htes Energies (Orsay)
BERGERARD		Zoologie (Orsay)
BERTEIN		Electronique (Orsay)
BOUISSIERES		Chimie des Radioéléments (Orsay)
Mme COUTURE		Thermodynamique et Méc. Physique
ELLENBERGER		Géologie appli. s/le terr.
FRANC		Biol. Animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay)
STILKOWSKI		Physiologie générale
ACHER		Chimie Biol. (Orsay)
BAUDOIN		Biologie animale P.C.B.
BEAUMONT		Biologie animale SPCN
BLAMONT		Géophysique Ionosphère
BOURREAU		Botanique
CURIE D.		Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA		Géologie
FREON	T	Chimie organique (Orsay)
HELLER		Physiologie végétale
TORTRAT		Calcul des Probabilités
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.)
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appl. à la Chim. Théor. et à la Phys. Nucléaire
Mlle FOURCHOY		Biol. Végétale (SPCN)
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Méc. Analytique et Méc. céleste
Mlle VEIL		Physiologie Générale
LWOFF	T	Microbiologie
SIESTRUNCK	T	Mécan. Phys. et Expérim.
LACOMBE	T	Métallur. des métaux Nucl.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale
LESIEUR	T	Mathématiques MPC (Orsay)
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay)
CAIRE		Géographie phys. et Géol. Dynamique
COMOLET		Mécanique des Fluides
CORABOEUF		Physiologie Animale
DELLOUE		Physique de l'exosphère
GORENFLOT		Botanique II (Orsay)
HOUILLON		Biologie Animale P.C.B.
JULLIEN J.		Chimie P.C.B.
MALGRANGE		Tech. Math. de la Phys.
OLIVIER		Antropologie
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay)
BLANC-LAPIERRE		Physique ENS. (Orsay)

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

A Ma Mère, A Ma Sœur

A Monsieur et Madame A. COMBERNOUX

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538114_0029

INTRODUCTION

L'accumulation des résultats expérimentaux au cours de ces dernières années a permis de mettre en évidence deux aspects importants des propriétés des noyaux :

D'une part on peut admettre que chaque nucléon du noyau se meut indépendamment à l'intérieur d'un potentiel nucléaire statique et isotrope créé par les autres nucléons du noyau. Ceci a conduit à un modèle en couches (1) qui, compte-tenu du couplage spin-orbite, a permis de retrouver les nombres magiques et les spins et parités des états fondamentaux des noyaux et de certains états excités.

D'autre part l'étude d'un grand nombre de niveaux excités s'interprète en admettant l'existence de mouvements collectifs d'un certain nombre de nucléons dans le noyau. Ceci conduit au modèle collectif que nous devrons faire intervenir lors de l'interprétation des spectres obtenus par diffusion inélastique des particules alpha.

I - MODELE COLLECTIF

Le fait que le potentiel nucléaire sphérique apparaissant dans le modèle en couches soit créé par les nucléons eux-mêmes conduit à penser qu'il peut ne pas être très stable dans sa forme. Effectivement, Rainwater (2) a montré que le mouvement d'un nucléon en dehors d'une couche fermée tend à déformer le noyau. Cette action est toutefois diminuée par le couplage des nucléons deux à deux en état de moment angulaire total zéro, état à symétrie sphérique. La résultante de ces deux forces amène qualitativement le comportement suivant :

Si le noyau est constitué de couches fermées, il possède une forte énergie de liaison et la forme du potentiel nucléaire est sphérique. Si on ajoute un petit nombre n de particules, la forme d'équilibre du potentiel reste sphérique mais sa stabilité diminue : excité, le noyau peut vibrer autour de la position d'équilibre sphérique. La résistance du noyau aux déformations diminue lorsque n augmente, ce qui se traduit par une diminution des fréquences de vibrations collectives. Lorsque n est suffisamment grand, la forme d'équilibre sphérique devient instable et le noyau prend une forme ellipsoïdale : on obtient alors des niveaux collectifs d'énergie d'excitation faible correspondant aux rotations du noyau dans l'espace, sa forme et sa structure intrinsèque étant respectées. Lane (3) a donné un schéma (fig. 1) montrant dans quelles régions de la table on doit faire intervenir l'un ou l'autre des modes rotationnel ou vibrationnel.

Niveaux de rotation

Le modèle collectif de A. Bohr et Mottelson (4), basé sur la rotation de noyaux à symétrie axiale, a permis de retrouver les énergies et les spins et parités des niveaux excités des noyaux dans les régions de déformation. Dans le cas de noyaux pair-pair où le spin du fondamental est 0, ils prévoient la suite 0^+, 2^+, 4^+ . 6^+. L'énergie d'excitation est : $E_{tot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I\,(I+1)$, où I est le spin du niveau et $\mathcal{J}$ le moment d'inertie angulaire du noyau. L'accord avec l'expérience est bon. Le modèle est toutefois semi-phénoménologique car $\mathcal{J}$ est calculé à l'aide du "Cranking model" dû à Inglis (5) : les valeurs obtenues pour $\mathcal{J}$ sont de 2 à 4 fois plus fortes que les valeurs expérimentales mesurées suivant la déformation.

La forme d'équilibre du noyau n'étant plus sphérique, le calcul des niveaux de particules doit être repris dans le cadre du modèle en couches à l'aide d'un potentiel déformé. Ceci a été fait par Nilsson (6) qui a pu retrouver les niveaux intrinsèques des noyaux déformés.

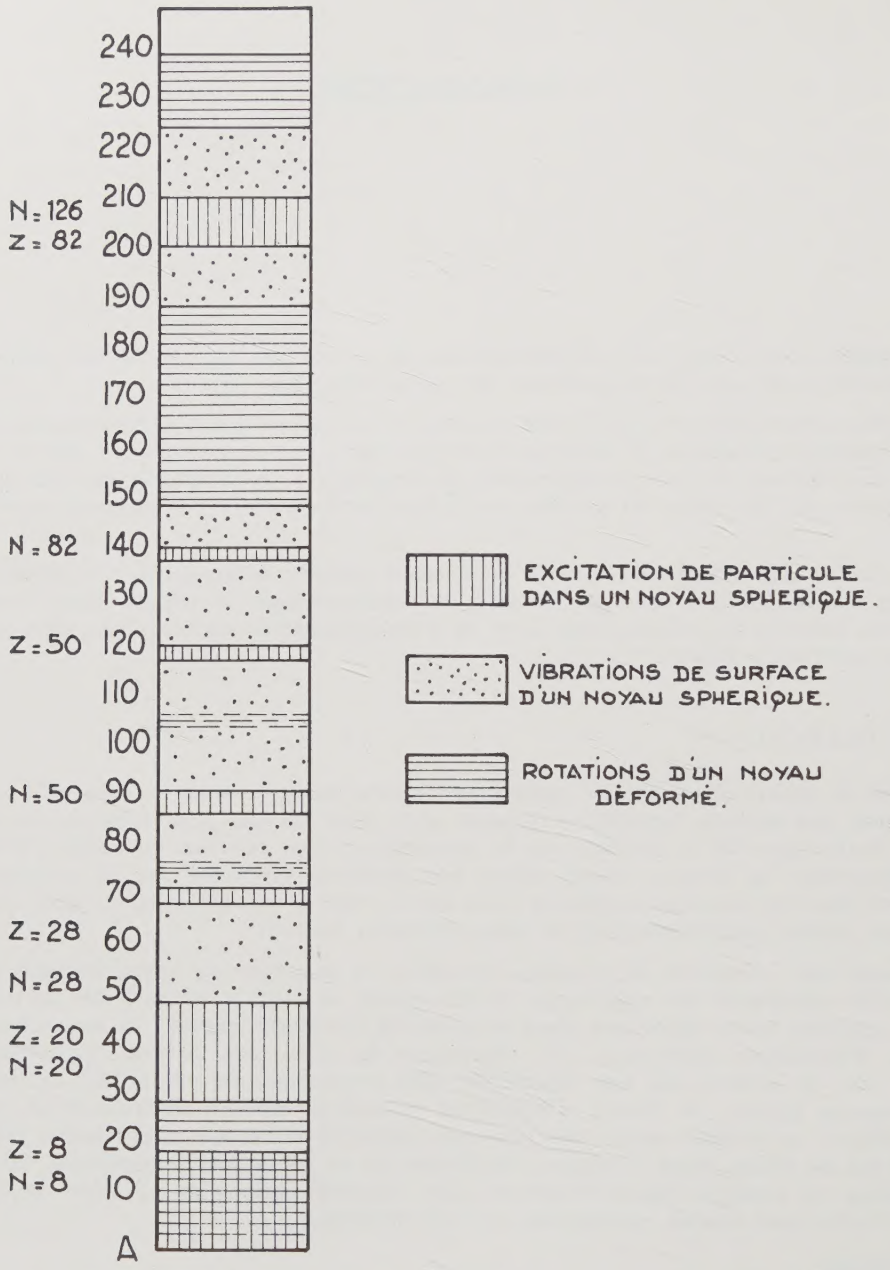
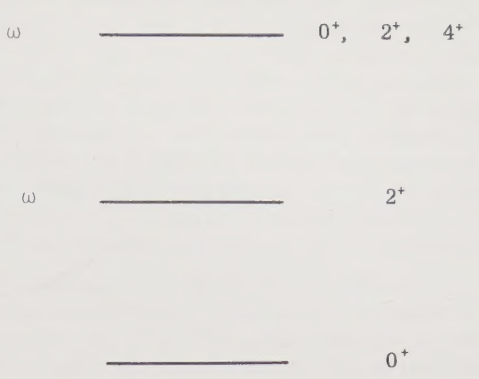


Fig. 1

Niveaux de vibration

Le cas des niveaux de vibration est moins bien défini. Pour les noyaux pair-pair, les oscillations de faible amplitude autour de la position d'équilibre sphérique sont traitées à l'aide de la théorie de l'oscillateur harmonique.

A. Bohr et Mottelson obtiennent la séquence suivante pour les vibrations quadrupolaires,



Scharff-Goldhaber et Weneser [7] puis Wilets et Jean [8] ont également mis en évidence ce résultat. Le quantum d'énergie d'excitation $\hbar\omega$ est appelé phonon

A chaque phonon est associé un moment angulaire de deux unités. La dégénérescence du triplet 0^+, 2^+, 4^+ et le fait que son énergie d'excitation soit exactement le double de celle du premier niveau excité 2^+ sont dus à l'approximation de l'oscillateur harmonique. L'accord avec l'expérience n'est pas excellent : le rapport des énergies d'excitation entre le 2ème et le 1er niveau excité varie entre 2,2 et 2,5. Si le deuxième niveau excité est toujours un niveau 2^+ ou 4^+ ou 0^+, le triplet 0, 2, 4 n'a été mis en évidence que dans le cas de ^{114}Cd.

L'étude de ces niveaux par excitation coulombienne [9] a permis de calculer les probabilités réduites de transitions quadrupolaires B (E_2) et de les comparer aux probabilités de transition obtenues dans le cas d'excitations de simple particule. Dans le cas de la transition $0^+ \rightarrow 2^+$ (2^+ est le premier état excité) le rapport $\frac{B\ (E_2)}{B\ (E_2)_{SP}}$ varie entre 10 et 50 suivant les noyaux. On vérifie ainsi le caractère collectif de ces niveaux. De plus la transition directe du deuxième niveau excité à l'état fondamental est fortement interdite. La transition de la région des rotations à celle des vibrations est mal définie dans le cadre du modèle de A. Bohr et Mottelson.

Développements théoriques récents

Depuis deux ans, l'application des idées de la superconductibilité à la structure nucléaire [10] a permis le traitement des interactions résiduelles associées aux corrélations de paires de nucléons. Belyaev [11], introduisant des forces de paire, est ainsi arrivé à calculer, pour les moments d'inertie des noyaux déformés, des valeurs en accord avec l'expérience. Kisslinger et Sorensen [12], utilisant une interaction composée d'une force de paire et d'une force quadrupolaire, obtiennent un bon accord avec l'expérience pour le calcul de niveaux excités dans le cas de noyaux sphériques à une couche fermée. Baranger [13] a développé une méthode pouvant permettre d'obtenir simultanément, en partant d'un hamiltonien du modèle en couches, les niveaux intrinsèques et collectifs dans le cas des noyaux lourds sphériques pair-pair. Le développement de ces théories donne un intérêt nouveau à l'étude fine des niveaux d'excitation des noyaux.

II - SITUATION EXPERIMENTALE

Niveaux de rotation

Les résultats expérimentaux se sont accumulés tout d'abord sur les spectres rotationnels de certains noyaux légers ($6 < A < 14$, $A \sim 25$) et lourds ($150 < A < 190$ et $A > 220$). Leur interprétation à l'aide du modèle collectif s'est avérée très bonne.

Niveaux de vibration

L'étude la plus complète a porté sur le premier niveau 2^+ prévu par le modèle collectif. Il a été identifié dans les deux régions de vibrations. Cohen et Rubin [14] ont étudié la corrélation existant entre les sections efficaces de diffusion inélastique de protons et le rapport $B\ (E_2)_{exc.coul.}$ $B\ (E_2)_{sp}$. $B\ (E_2)_{sp}$ est la probabilité réduite de transition quadrupolaire pour l'excitation d'une particule. $B\ (E_2)_{exc.coul}$ est la probabilité réduite de transition quadrupolaire par excitation coulombienne. De fortes valeurs de ce rapport impliquent une excitation collective du noyau.

Cohen et Rubin montrent que les niveaux vibrationnels 2^+ fortement excités dans le cas de l'excitation coulombienne ($B\ (E_2)_{exc.coul.}/B\ (E_2)_{sp} > 10$) le sont aussi dans le cas de l'excitation par

diffusion inélastique de protons. Ils en déduisent que les niveaux à caractère collectif doivent être fortement excités par diffusion inélastique de protons alors que les niveaux de particules doivent l'être faiblement. Il y a cinq ans, Cohen, effectuant une étude systématique des noyaux par diffusion de protons, mit en évidence une diffusion anormale correspondant à un niveau ou groupe de niveaux, non prévu par Scharff-Goldhaber et Weneser. Il a montré que cette bosse anormale était peu ou pas excitée dans la région des noyaux déformés. Son énergie d'excitation, indépendante de l'énergie des particules incidentes, varie lentement de 4 à 2 MeV lorsque l'on passe des noyaux moyens aux noyaux lourds. Ces énergies sont supérieures à celles prévues par le modèle collectif. Comme dans la région des vibrations, la bosse anormale est fortement excitée (de l'ordre de la moitié du premier niveau 2^+). Cohen et Rubin, appliquant la discussion ci-dessus, suggèrent qu'elle est due à une excitation collective vibrationnelle du noyau.

A.M. Lane et E.D. Pendlebury [16] ainsi que Levinson ont émis l'hypothèse d'une vibration collective octupolaire. Les mêmes résultats ont été obtenus par diffusion inélastique de deutons [17], de particules alpha [18] [19] ou d'électrons [20]. L'interprétation par la théorie de Blair [21] de la diffusion (α,α') confirme le caractère de parité négative de la bosse anormale. De plus Crut, Sweetmann et Wall [22] [23] ont mesuré la corrélation angulaire $(\alpha,\alpha'\gamma)$ dans le cas des nickels 58 et 60 : ils ont établi la valeur 3^-. Au cyclotron de Saclay, nous avons entrepris l'étude par diffusion (α,α') de ^{40}Ca (double couche fermée) de noyaux pair-pair situés dans la première région de vibrations (^{56}Fe, ^{59}Ni, ^{60}Ni, ^{64}Ni, ^{64}Zn, ^{66}Zn, ^{68}Zn) et de quelques noyaux pair-impair voisins (^{57}Fe, ^{63}Cu, ^{65}Cu). Le cas du nickel est intéressant car sa dernière couche en protons est fermée et des calculs peuvent être entrepris suivant le modèle de Kisslinger et Sorensen. Nous avons choisi la diffusion (α,α') car il semble qu'à nos énergies les spectres sont plus simples à interpréter, les niveaux de particules étant moins excités.

Lors des expériences sur les noyaux pair-pair nous avons essayé de déterminer si la bosse anormale était constituée par un niveau ou un groupe de niveaux, les études précédentes présentant une résolution en énergie inférieure à la nôtre ou étant effectuées sur des isotopes non séparés. Notre système de détection nous a permis de mesurer les distributions angulaires de particules diffusées à des angles inférieurs à 20°, limite inférieure habituelle de ce genre d'expériences. De plus, le bruit de fond dû au faisceau direct étant très faible, nous avons pu étudier le comportement de niveaux peu excités et mettre en évidence un processus de double excitation nucléaire.

Dans le cas des noyaux pair-impair, les niveaux excités sont plus nombreux que dans le cas des noyaux pair-pair. Grâce à notre fine résolution, nous avons pu étudier sept niveaux dans chacun des isotopes du cuivre.

Nous avons adopté pour la suite de notre exposé le plan suivant :

Chapitre I : La première partie est réservée à l'étude des modèles basés sur l'interaction directe utilisable pour interpréter les résultats expérimentaux.

Chapitre II : La deuxième partie est réservée à la description du dispositif expérimental.

Chapitre III : Dans la troisième partie nous exposons les résultats obtenus, leur interprétation et les conclusions que nous pouvons en tirer.

CHAPITRE I

DIFFUSION ÉLASTIQUE ET INÉLASTIQUE DES PARTICULES

I - PRINCIPES D'INTERACTION

On sait que, suivant Weisskopf [24] on peut décomposer toute réaction nucléaire en trois stades successifs :

a) durant le premier, la particule incidente pénètre, sans perdre son individualité, dans le noyau-cible, agissant comme un puits de potentiel : elle est réfractée et partiellement réfléchie à la surface par suite du changement de potentiel. Celui-ci doit être complexe car il y a une certaine absorption des particules incidentes, correspondant à la diffusion inélastique et aux réactions nucléaires proprement dites. La diffusion élastique (diffusion de forme) et l'absorption qui se produisent durant cette période sont décrites simplement par la diffusion et l'absorption d'une onde dans un potentiel complexe $V_1 + i\ V_2$.

b) le deuxième stade comprend les interactions responsables de l'absorption évoquée ci-dessus. On peut les classer en deux parties bien que le passage de l'une à l'autre soit mal défini et puisse donner lieu à des effets d'interférence [25].

- interaction directe par excitation de particule, par excitations collectives (vibrations ou rotations) ou dans certains cas, stripping et pick-up. La durée de l'interaction est de l'ordre du temps nécessaire à la particule pour traverser le noyau ($\sim 10^{-22}$s pour des particules α de 44 MeV).

- noyau composé : la particule entre en collision avec tous les nucléons et partage son énergie entre tous les constituants du noyau. Au bout d'un certain temps de relaxation, une sorte d'équilibre statistique s'établit. Le noyau composé perd la mémoire de sa formation. Ceci correspond à une durée d'interaction beaucoup plus grande que dans le cas précédent. Le noyau composé contribue à la diffusion élastique et donne lieu à des interférences avec la diffusion de forme.

c) le troisième stade décrit les processus par lesquels les produits de la réaction se séparent. Il est très incommode de déterminer expérimentalement par des mesures de temps si l'on a affaire à une interaction directe ou à un passage par le noyau composé. Mais les deux phénomènes conduisent à des prévisions sur les sections efficaces de diffusion très différentes. Dans le cas du noyau composé, la section efficace augmente avec l'énergie d'excitation et les distributions angulaires de particules diffusées doivent être symétriques par rapport à 90°. Au contraire, dans le cas de l'interaction directe, la section efficace est plus grande pour les niveaux de faible énergie d'excitation et les distributions angulaires décroissent fortement aux angles avant. Dans le cas de la diffusion des particules alpha de 44 MeV, on peut négliger la partie due au noyau composé : toutes les distributions angulaires sont fortement dirigées vers l'avant [16] [17] [26]. On peut donc interpréter directement la diffusion élastique à partir de la diffusion de forme et la diffusion inélastique en termes d'interaction directe.

II - LA DIFFUSION ELASTIQUE

Les distributions angulaires des particules alpha de 44 MeV diffusées élastiquement sur les noyaux de A = 40 à A = 64 présentent, pour des angles de 5 à 60°, des oscillations caractéristiques d'une figure diffractionnelle. Les modèles d'interaction expliquant ce comportement sont les suivants :

1/ Modèle du noyau noir [27]

On admet que les particules alpha tombant sur le noyau de rayon R sont totalement absorbées, les autres ne subissant aucune interaction. Ceci est valable seulement si les particules sont assez énergiques pour que la longueur d'onde associée soit faible devant le rayon (pour des particules α de 40 MeV : $\lambda \sim 4.10^{-14}$cm) et que la diffusion coulombienne puisse être négligée. On se trouve alors dans les conditions de la diffraction de Fraunhofer (onde plane tombant sur un disque noir). La section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = R^2 \left[\frac{J_1\left(2\,k\,R\,\sin\frac{\vartheta}{2}\right)}{2\sin\frac{\vartheta}{2}} \right]^2 \quad \text{avec} \int \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega = \pi R^2 .$$

k est le nombre d'onde de la particule, ϑ l'angle de diffusion et J_1 la fonction de Bessel ordinaire du premier ordre.

La section efficace d'absorption totale (processus non élastiques) est égale, elle aussi, à πR^2.

Ce modèle permet de rendre compte des oscillations expérimentales et d'attribuer un rayon au noyau par la position des maximums et des minimums.

2/ Le modèle optique

Le concept original du modèle optique repose sur une image simple : si nous considérons grossièrement son comportement, le noyau peut être assimilé à une partie de matière nucléaire de volume et de forme définis. Son interaction avec un nucléon incident est alors représentée à l'aide du potentiel complexe $\mathcal{V}(r)$ dont les paramètres doivent avoir des significations physiques simples.

Potentiel de Saxon : $\mathcal{V}(r) = f(r)\,[V + iW]$.

La partie réelle V représente le potentiel moyen d'interaction nucléon-noyau comme dans le modèle en couches. La partie imaginaire liée au libre parcours moyen du nucléon correspond à l'absorption de l'onde incidente. f (r) est le facteur de forme spatiale :

$$f(r) = \left[1 + e^{\frac{r - R}{a}}\right]^{-1}$$

où R est le rayon du noyau et a l'épaisseur de surface avec a << R. F. Bjorklund et S. Fernbach ont utilisé un potentiel $\mathcal{V}(r)$ différent. Ils admettent que l'absorption a lieu seulement à la surface :

$$\mathcal{V}(r) = f(r)\,V + i\,g(r)\,W'$$

avec

$$g(r) = e^{\left(\frac{r - R}{b}\right)^2}$$

R. Beurtey, Guillou et J. Raynal [28] ont calculé un programme tel que l'on puisse passer continûment à l'une ou l'autre des formes de potentiels ci-dessus (fig.2)

$$\mathcal{V}(r) = f(r)\,(V + iW) + iW'\,g(r) .$$

Ils tiennent compte éventuellement de l'influence du couplage spin-orbite dans le cas de la diffusion de protons. Ce terme est annulé lorsqu'on calcule la diffusion des particules alpha. Dans le cas de particules chargées, on doit ajouter aux potentiels ci-dessus définis un terme V_c dû au potentiel coulombien créé par une sphère de rayon R uniformément chargée.

Un nombre important de résultats expérimentaux [29] ont permis de vérifier la validité de ce modèle. Sa justification à partir d'interactions fondamentales [30] n'est pas encore trouvée et le potentiel optique doit être considéré comme un essai phénoménologique très commode.

Le cas de la diffusion élastique des particules alpha a été systématiquement étudié par Igo et Thaler [31]. Ils ont montré que les distributions angulaires très sensibles à la surface du potentiel ne donnent aucune indication sur sa partie centrale : si la partie externe reste la même dans un domaine de 2 à 3 fermis, la valeur du potentiel au centre peut varier d'un facteur cinq sans pour cela détruire l'accord avec l'expérience. La valeur calculée pour W est grande : 15 MeV pour des

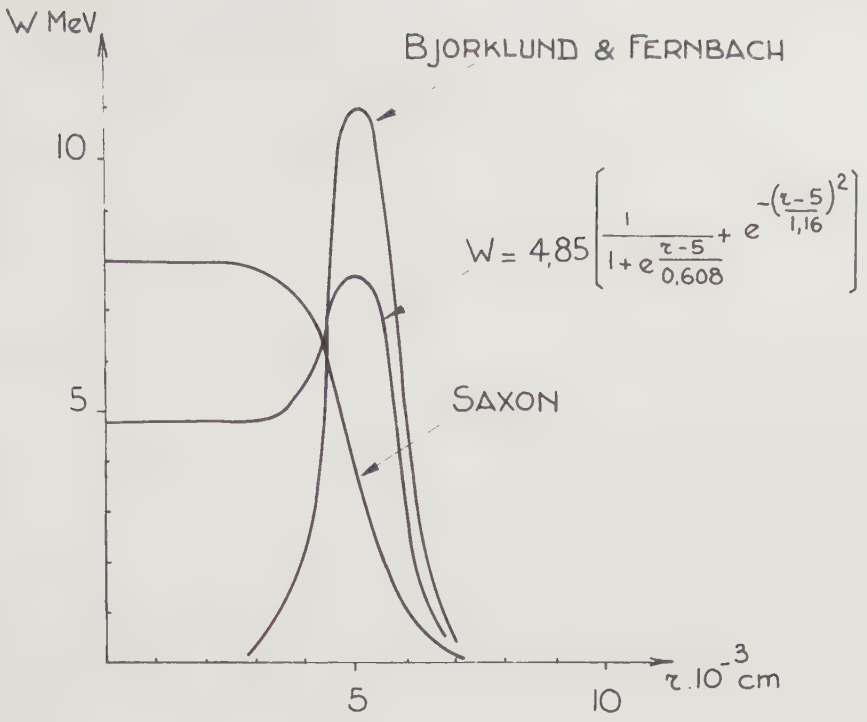


Fig. 2 - Différentes formes spatiales de la partie imaginaire du potentiel optique.

particules α de 40 MeV diffusées sur le titane. Or le libre parcours moyen λ est lié au potentiel complexe par la relation :

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{4\,M}{\hbar^2}(E - V)\left\{\left[\left(\frac{W}{E - V}\right)^2 + 1\right]^{\frac{1}{2}} - 1\right\}$$

où E est l'énergie incidente dans le centre de masse, et M la masse réduite. Comme $\left(\frac{W}{E - V}\right)^2$ est de l'ordre du pour-cent on obtient :

$$\lambda = \frac{\hbar}{|W|}\left(\frac{E - V}{2\,M}\right)^{\frac{1}{2}}$$

soit

$$\lambda = 4{,}4.10^{-13}\,\frac{1}{|W|}\,\sqrt{\frac{E - V}{M}}$$

avec λ en cm, E, V, W en MeV et M en U.M.A. λ est inversement proportionnel à W dans notre domaine d'énergie. Igo et Thaler obtiennent $\lambda \sim 2.10^{-13}$cm pour la diffusion de particules α de 40 MeV sur le titane. A Saclay, dans le cas du zinc, nous avons $\lambda \sim 1{,}5.10^{-13}$ pour des particules α de 44 MeV. λ est donc de l'ordre du 1/3 ou du 1/4 du rayon donné par le modèle. L'absorption est donc très forte à la surface et la plupart des ondes de diffusion sont absorbées avant de subir l'action de la partie centrale du potentiel réel. Son interprétation physique est plus malaisée que dans le cas de la diffusion de protons où V correspond au potentiel calculé dans le modèle en couches. La valeur de λ montre par contre que l'hypothèse du noyau noir est une bonne approche du problème de la diffusion élastique des particules α et qu'elle doit être préférée à l'approximation de Born dans le cas d'ondes planes. De plus les interactions entre les particules alpha et le noyau cible se produiront à la surface de celui-ci.

III - DIFFUSION INELASTIQUE

Nous interprétons la diffusion inélastique à l'aide de la théorie de l'interaction directe. L'application des résultats théoriques aux courbes expérimentales n'est pas possible sans certaines approximation que nous étudierons successivement.

1/ Approximation de Born dans le cas des ondes déformées (D.W.B.A.)

La formulation des équations de base de l'interaction directe a déjà été donnée [32] [33].

L'hamiltonien du système total particule plus cible est de la forme

$$H = H_\zeta + T_o + U(r_o) + V(r_o, \zeta) \qquad (1)$$

dont les fonctions propres stationnaires de diffusion obéissent à l'équation de Schrödinger

$$H \psi = E \psi \ . \qquad (2)$$

H_ζ est l'hamiltonien de la cible ne dépendant que des coordonnées ζ de celle-ci. Il a, pour fonctions propres, les fonctions d'ondes $V_n(\zeta)$ décrivant les différents états de la cible

$$H_\zeta V_n(\zeta) = \varepsilon_n V_n(\zeta)$$

L'indice n peut prendre la valeur i état initial ($\varepsilon_i = 0$) et la valeur f état final d'excitation (ε_f = énergie d'excitation).

T_o est l'opérateur d'énergie cinétique, $U(r_o)$ un potentiel central qui peut être complexe. $V(r_o, \zeta)$ est un potentiel d'interaction qui ne dépend que de la différence $|r_o - \zeta|$, r_o étant les coordonnées de la particule diffusée. Il peut être pris comme la somme d'une interaction à deux corps.

Les fonctions V_n formant un système complet, on peut effectuer le développement

$$\psi = \sum_n V_n \Phi_n(r_o),$$

Φ_i représentant la voie élastique, Φ_n avec $n \neq i$ les voies inélastiques. Le comportement asymptotique des fonctions Φ_n détermine les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique. Tout revient donc à résoudre l'équation (2).

Dans le cas de diffusion inélastique avec passage de l'état i à l'état f pour le noyau cible, on obtient [34] un système de deux équations couplées de la forme

$$(T_o + U_i - E_i)\, \Phi_i(r_o) = - V_{if}\, \Phi_f(r_o)$$

$$(T_o + U_f - E_f)\, \Phi_f(r_o) = - V_{fi}\, \Phi_i(r_o)$$

où

$$V_{fi}(r_o) = \int d\zeta\, V_f^*\, V(r_o, \zeta)\, V_i$$

U_i et U_f sont les potentiels optiques du noyau dans l'état i et l'état f. Ils sont peu différents puisque dans le cas de l'interaction directe on néglige les effets de résonance et U varie lentement avec l'énergie.

Dans le cadre de l'approximation de Born, on néglige le terme $V_{if}\, \Phi_f$ dans la première équation, la diffusion inélastique étant bien inférieure à la diffusion élastique.

On obtient donc :

$$[T_o + U_i - E_i]\, \chi_i^{(+)}(r_o) = 0$$

$$[T_o + U_f - E_f]\, \Phi_f(r_o) = - V_{fi}\, \chi^{(+)}(r_o)$$

La première équation n'est autre que l'équation de diffusion élastique dans le cadre du modèle optique. La fonction $\chi_i(r_o)$ est donc bien déterminée à partir des résultats expérimentaux.

On définit alors $\chi^{(-)}_f$ tel que :

$$[T_o + U_f^* - E_f]\, \chi_f^{(-)} = 0 \ .$$

$\chi_i^{(+)}$ tend asymptotiquement vers une onde plane modifiée car on tient compte du champ coulombien à longue portée plus des ondes diffusées sortantes.

$\chi_f^{(-)}$ vers une onde plane modifiée plus des ondes diffusées entrantes.

On montre alors que, dans l'hypothèse où V_{fi} est seulement responsable de la transition et n'agit pas sur $\chi_i^{(+)}$ ou $\chi_f^{(-)}$,
l'amplitude de transition de l'état i à l'état f se met sous la forme

$$T_{fi} = \int d\vec{r}\ \chi_f^{(-)*}\ V_{fi}\ \chi_i^{(+)}\ :$$

La section efficace est :

$$\frac{d\sigma_{i\to f}}{d\Omega} = \frac{k_f}{k_i}\left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \sum_{av} |T_{fi}(\vartheta)|^2$$

m est la masse réduite du système, ϑ l'angle entre k_i et k_f. Le signe $\sum_{av}$ signifie qu'on somme sur les états finals et initiaux de nombres quantiques magnétiques différents puisqu'on n'observe pas la polarisation des particules : $\sum_{av} = \frac{1}{2J_i+1} \sum_{M_i M_f}$

Dans le cas des réactions de surface qui est le cas de la diffusion des particules α, U s'interprète physiquement comme le potentiel optique dû à la forme d'équilibre du noyau alors que V est la partie du potentiel optique dû aux déformations de la forme du noyau lorsqu'il est excité

$\chi_i^{(+)}$ et $\chi_f^{(-)}$ sont de la forme :

$$\chi_i^{(+)} = \frac{4\pi}{k_i r} \sum_{l'\mu'} i^{l'} e^{i\sigma_{l'}} f_{l'}(k_i, r)\ Y_{l'}^{\mu'}(\hat{r})\ Y_{l'}^{\mu'*}(\hat{k}_i)$$

$$\chi_f^{(-)*} = \frac{4\pi}{k_f r} \sum_{l\mu} i^{-l} e^{i\sigma_l} f_l(k_f, r)\ Y_l^{\mu}(\hat{r})\ Y_l^{\mu*}(\hat{k}_f)$$

On choisit pour axe des Z la direction de k_i et on prend pour plan XZ le plan de diffusion. Dans ce cas $\hat{k}_f$ n'est autre que $(\vartheta, 0)$ où ϑ est l'angle de diffusion.

$e^{i\sigma_{l'}}$ et $e^{i\sigma_l}$ sont les déphasages coulombiens, $f_{l'}$ et f_l sont les solutions de la partie radiale des équations de Schrödinger définies ci-dessus.

Pour calculer T_{fi} il suffit maintenant d'expliciter V_{fi}.

En notation de Dirac nous avons

$$V_i(\zeta) = |\, i,\ J_i\ M_i >$$

$$V_f^*(\zeta) = < f,\ J_f\ M_f\,|$$

où i et f sont les nombres quantiques autres que le moment angulaire total et sa projection sur l'axe des Z nécessaires pour définir les états de la cible. Ils dépendent uniquement du modèle utilisé pour décrire le noyau cible.

L'interaction V (r, ζ) ne dépendant que de $|\vec{r} - \vec{\zeta}|$ peut être développée sous la forme

$$V(r,\zeta) = \sum_{LM} g_L(r,\zeta)\,[i^L\ Y_L^M(\hat{\zeta})]\,[i^L\ Y_L^M(\hat{r})]^*$$

Effectuons l'intégration sur les variables de cible

$$V_{fi} = \sum_{LM} C^{J_i L J_f}_{M_i M M_f}\ F_L(r)\ i^{-L}\ Y_L^{M*}(\hat{r})$$

avec

$$C^{J_i L J_f}_{M_i M M_f}\ F_L(r) = < f\ J_f\ M_f\,|\, g_L(r,\zeta)\, i^L\ Y_L^M(\hat{\zeta})\,|\, i\ J_i\ M_i >.$$

$C^{J_i\, L J_f}_{M_i\, M M_f}$ est un coefficient de Clebsh-Gordan, $F_L(r)$ le facteur de forme qui dépend de la nature de la réaction.

$$T_{fi} = \sum_{LM} C^{J_i\, L J_f}_{M_i\, M M_f} \int \chi_f^{(-)*}(k_f, r)\, F_L(r)\, i^{-L}\, Y_L^{M*}(\hat{r})\, \chi_i^{(+)}(k_i, r)\, d\vec{r}$$

Nous obtenons finalement pour $d\sigma_{i\to f}/d\Omega = \sum_{a\gamma} |T_{fi}|^2$

$$\frac{d\sigma_{i\to f}}{d\Omega} = \frac{k_f}{k_i}\left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \sum_{LM} |\beta^{LM}|^2$$

avec

$$\beta^{LM} = (2L+1)^{-\frac{1}{2}} \int \chi_f^{(-)*}(k_f, r)\, F_L(r)\, i^{-L}\, Y_L^{M*}(\hat{r})\, \chi_i^{(+)}(k_i, r)\, d\vec{r}$$

avec

$$|J_f - J_i| \leq L \leq J_f + J_i \ .$$

Dans le cas de la diffusion sur des noyaux pair-pair que nous étudions plus particulièrement :

$$J_i = 0 \ , \quad J_f = L \ .$$

On obtient

$$\frac{d\sigma_{o\to L}}{d\Omega} = \frac{k_f}{k_i}\left(\frac{m}{2\pi\hbar^2}\right)^2 (2L+1) \sum_{M} |\beta^{LM}|^2$$

Il est intéressant d'étudier le comportement qualitatif de l'intégrale donnant β^{LM} dans le cas des interactions de surface. Si nous supposons que l'interaction n'a lieu que pour la valeur R_o de la variable $\vec{r}$, nous obtenons :

$$\beta^{LM} = (2L+1)^{\frac{1}{2}}\, N\, F_L(R_o) \int \chi_f^{(-)*}(k_f, R_o)\, i^{-L}\, Y_L^{M*}(\hat{R}_o)\, \chi_i^{(+)}(k_i, R_o)\, d\hat{R}_o \ .$$

N est un facteur de normalisation aux dimensions d'un volume. β^{LM} apparaît comme le produit de deux facteurs :

Le premier, $NF_L(R_o)$, dépend du modèle employé pour décrire l'excitation du noyau cible et caractérise essentiellement l'ordre de grandeur de la section efficace.

Le second, $\int \chi_f^{(-)*}(k_f, R_o)\, i^{-L}\, Y_L^{M*}(\hat{R}_o)\, \chi_i^{(+)*}(k_i, R_o)\, d\hat{R}_o$,

est indépendant du modèle employé et caractérise la forme de la distribution angulaire.

La distribution angulaire est donc indépendante du type de l'excitation (simple particule, rotationnelle ou vibrationnelle), et les résultats calculés dans un modèle peuvent être appliqués à un autre sous réserve d'un changement convenable du facteur $NF_L(R_o)$.

En fait, l'hypothèse d'une coupure brusque ("Sharp Cutt-off approximation") est une approximation grossière mais la propriété ci-dessus demeure valable si le domaine d'interaction, tout en étant fini, est petit (Smoothed Cutt-off).

Explicitons la forme de β^{LM} en y introduisant les développements de $\chi_f^{(-)*}$ et $\chi_i^{(+)}$. Compte tenu des propriétés d'addition des harmoniques sphériques, nous obtenons

$$\beta^{LM}(\vartheta) = \frac{\sqrt{4\pi}}{k_f^2} \sum_{ll'} \Gamma^{LM}_{ll'}\, P_L^M(\cos\vartheta)\, \mathcal{R}^L_{ll'} \ , \quad M \geq 0$$

avec

$$\Gamma^{LM}_{l\nu} = (-)^{\frac{l'-l-L}{2}} (2l+1) \left[\frac{(l-M)!}{(l+M)!}\right]^{\frac{1}{2}} C^{lLl'}_{000}\, C^{lLl'}_{M,-M,o}$$

$$\mathcal{R}^L_{ll'} = \frac{k_f}{k_i} \int e^{i(\sigma_l + \sigma_{l'})}\, f_l(k_f, r)\, F_L(r)\, f_{l'}(k_i, r)\, dr$$

où l' prend les valeurs $l - L$, $l - L + 2$ ... $l + L - 2$, $l + L$.

Dans le cas de réactions de surface l'intégrale $\mathcal{R}^{L}_{ll'}$ n'est appréciable que pour les valeurs de l voisines de $l_o = kR_o$. Pour $l > l_o$, l'interaction est très faible du fait de la barrière centrifuge, pour $l < l_o$, les ondes partielles sont absorbées. On peut donc, dans le cas de la diffusion des particules α, calculer F_l (r) à partir du modèle rotationnel et appliquer ensuite les résultats aux distributions angulaires observées pour une excitation vibrationnelle.

Supposons le noyau cible déformé et soient $(\vartheta_1, \vartheta_2)$ les angles définissant dans un système fixe l'axe de symétrie de ce noyau. Les états rotationnels dans la bande fondamentale sont définis par le moment angulaire total L et sa projection M ; on a simplement

$$V_i = Y^o_o (\vartheta_1, \vartheta_2) \text{ et } V_f = Y^M_L (\vartheta_1, \vartheta_2).$$

Le rayon R du noyau déformé peut être développé sous la forme

$$R = R_o [1 + \beta_L Y^o_L (\vartheta')].$$

β_L est le paramètre de déformation. Le potentiel optique U (R) est développé en fonction de β et on identifie V (r, ϑ') potentiel d'interaction au terme du premier ordre :

$$U (R) = U (R_o) + R_o \beta_L Y^o_L (\vartheta') \frac{dU}{dr} \quad \text{avec } V (r, \vartheta') = R_o \beta_L Y_L{}^o (\vartheta') \frac{dU}{dr}.$$

Passant dans le système fixe de coordonnées et intégrant sur V_i et V_f nous obtenons :

$$F_L (r) = - (2 L + 1)^{\frac{1}{2}} \beta_L R_o \frac{dU}{dr}$$

L'intégrale $\mathcal{R}^{L}_{ll'}$ est maintenant bien définie et on peut entreprendre le calcul de $(d\sigma/d\Omega)\ 0 \to L$ à l'aide de calculateurs électroniques. Rost et Austern (34) (35) ont déterminé les distributions angulaires de particules alpha diffusées dans de nombreux cas. Nous ne donnerons ici qu'un exemple particulièrement caractéristique des expériences que nous avons faites (fig. 3). On remarque tout de suite les propriétés suivantes des distributions angulaires :

a) elles présentent des oscillations caractéristiques des réactions de surface et cela jusqu'aux grands angles (supérieurs à 60°).

b) les oscillations sont en phase lorsque la parité des transitions est la même et en opposition de phase lorsque la parité des transitions est différente.

c) la décroissance générale des distributions angulaires correspondant à la diffusion inélastique des particules alpha est grossièrement la même quel que soit L.

d) pour les angles faibles (inférieurs à 20°) la forme de la distribution dépend de L.

Ces propriétés sont générales dans le domaine que nous avons étudié (énergie des alpha de l'ordre de 40 MeV diffusés sur des noyaux moyens).

La méthode D.W.B.A. permet des calculs précis tenant compte de la diffusion et de l'excitation coulombienne, du Q de la réaction et elle reste valable aux grands angles. Par contre les calculs sont longs et doivent être menés à la machine, les sections efficaces n'étant pas exprimables sous une forme analytique simple.

2/ Approximation adiabatique

Dans certains cas, l'excitation du noyau correspond à des mouvements collectifs i décrits par les variables α_i dont les vitesses sont faibles par rapport à celle de la particule incidente v. Sous certaines conditions on peut considérer le noyau comme immobile durant l'interaction : c'est l'approximation adiabatique. Chase (36) montre que, dans ce cas, l'amplitude de diffusion inélastique correspondant à la transition $\alpha_o \to \alpha_f$ s'exprime en fonction d'amplitudes élastiques calculées pour des variables de cible α_f constantes.

La conditions d'adiabaticité s'écrit :

$$\frac{2 R}{v} \frac{\omega}{2\pi} = \frac{k R}{2\pi} \frac{\hbar \omega}{E} \ll 1$$

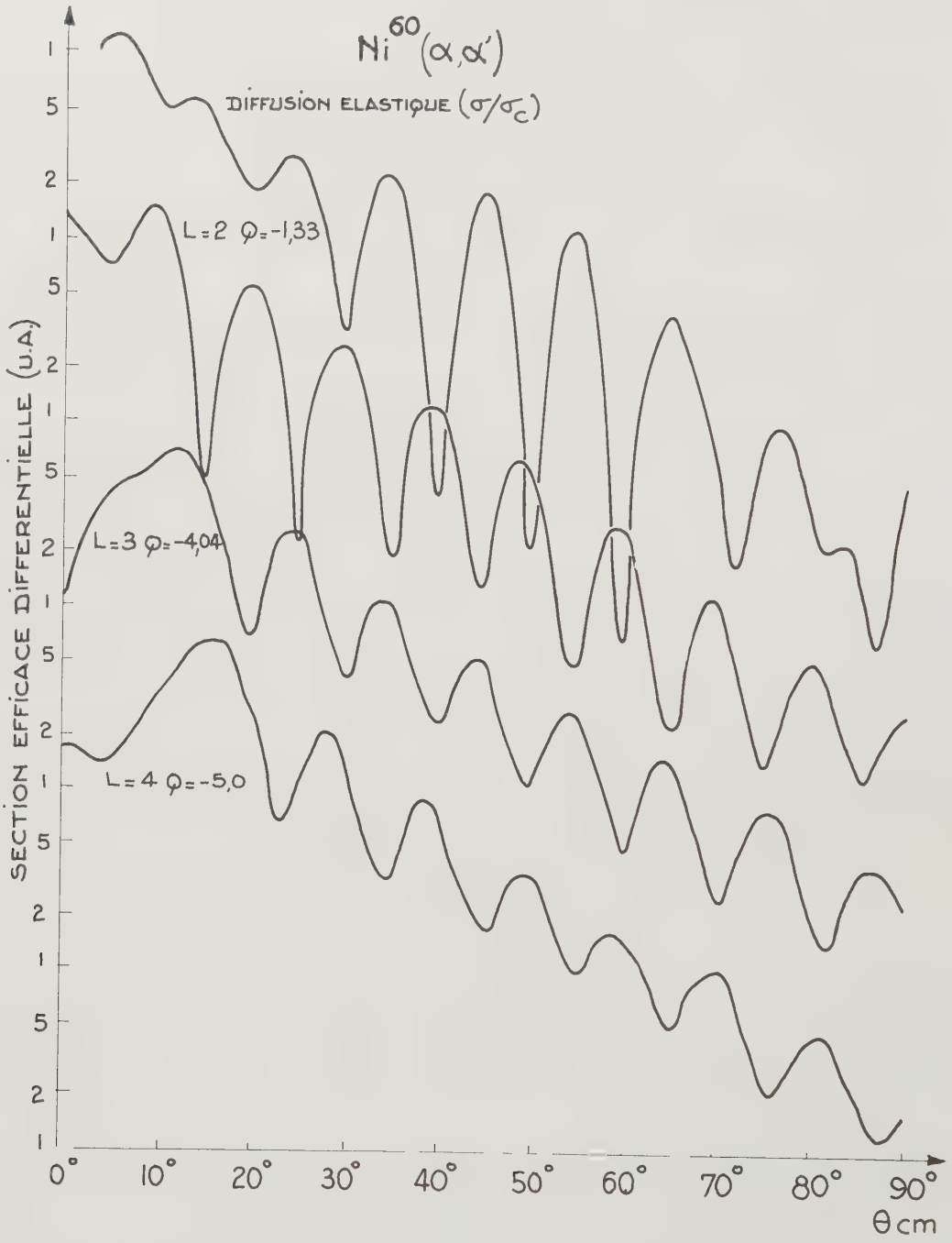


Fig. 3 - Diffusions élastique et inélastique des particules alpha de 43 MeV par ^{60}Ni.

$\hbar\omega$ est l'énergie d'excitation, k et E le nombre d'onde et l'énergie de la particule incidente. Le temps de traversée du noyau par la particule incidente $\frac{2R}{v}$ doit être petit devant la période $\omega/2\pi$ des oscillations du noyau excité. Dans le cas de la diffusion de particules alpha de 44 MeV par des noyaux moyens $kR \sim 20$ d'où, avec $h\omega$ en MeV : $\frac{\hbar\omega}{20} \ll 1$. La condition est remplie par la plupart des niveaux excités que nous avons étudiés, l'énergie $\hbar\omega$ maximum mesurée étant de l'ordre de 7 MeV.

Blair [37] a utilisé l'approximation adiabatique dans le cas d'oscillations collectives vibrationnelles et obtenu des expressions très simples pour les sections efficaces inélastiques. Nous allons étudier son modèle plus particulièrement car il nous a permis d'interpréter facilement certaines propriétés des niveaux que nous avons mis en évidence.

3/ Modèle de diffusion diffractionnelle de Blair [37]

Le mérite de ce modèle, proposé par Drozdov et Inopin [38] pour les excitations collectives de vibrations quadrupolaires, repris et étendu par Blair aux multipolarités plus élevées, est de rendre compte avec simplicité des liaisons observées expérimentalement entre les diffusions élastique et inélastique : les distributions angulaires correspondant à la diffusion inélastique présentent en effet des oscillations marquées, d'amplitude décroissante d'avant en arrière et en relation de phase étroite avec les oscillations de la distribution angulaire correspondant à la diffusion élastique. Blair néglige les effets coulombiens et effectue les hypothèses suivantes :

- le noyau déformé par les excitations est totalement absorbant à l'intérieur du rayon

$$R(\vartheta, \Phi) = R_o \left(1 + \sum_{lm} \alpha_{lm} Y_{lm}\right).$$

La forme d'équilibre est sphérique. Les α_{lm} caractérisant la déformation sont ceux du modèle unifié de Bohr et Mottelson [39]. Nous avons vu que le modèle optique indique la présence d'une forte absorption et que l'hypothèse du noyau noir est une bonne approximation.

- l'interaction est adiabatique : cette approximation a été justifiée ci-dessus. La section efficace de diffusion correspondant à l'état initial a et à l'état final b d'un noyau caractérisé par la déformation α_{lm} est : $\sigma = |\langle b | f(\alpha_{lm}) | a \rangle|^2$,
où α_{lm} est fixe et $f(\alpha_{lm})$ est l'amplitude de diffusion élastique calculée en admettant $k_i = k_f$.

- l'amplitude de diffusion est calculée pour les petits angles dans l'approximation de Fraunhofer : $f(\alpha) \cong \frac{ik}{2\pi} \iint e^{-ik_f r} \, dA$.

L'intégrale doit être prise sur la projection de la surface nucléaire sur un plan perpendiculaire au faisceau incident. Dans le cas de petites déformations où seuls les termes linéaires en α interviennent, l'aire est définie par $R(\pi/2, \Phi)$. L'énergie d'excitation étant faible devant l'énergie incidente on pose $k_f \cong k_i = k$. k_f est dans le plan XZ et fait un angle ϑ avec k_i.

Dans ces conditions, lors de l'intégration, $f(\alpha)$ se sépare en deux parties. La première correspond à l'intégration sur le disque de rayon R_o, la deuxième à l'intégration sur l'aire définie par $R_o^2 \alpha_{lm} Y_{lm}$ caractéristique de la déformation.

On a :

$$f(\alpha, \vartheta) \cong \frac{ik}{2\pi} \int_o^{2\pi} d\Phi \left\{ \int_o^{R_o} e^{-ik\theta r \cos\phi} r \, dr + e^{-ikR_o\theta\cos\phi} R_o^2 \sum_{lm} \alpha_{lm} Y_{lm}\left(\frac{\pi}{2}, \Phi\right) \right\}$$

La première intégrale donne le résultat bien connu de la diffusion par un disque noir soit :

$$i k_o R_o^2 J_1(k R_o \vartheta) / k R_o \vartheta .$$

D'après les propriétés des Y_{lm}, la deuxième intégrale n'a de valeur que pour l + m pair. On a finalement :

$$f(\alpha, \vartheta) \cong ikR_o^2 \left\{ \frac{J_1(kR_o\vartheta)}{kR_o\vartheta} + \sum_{\substack{lm \\ (l+m) \text{ pair}}} \left(\frac{2l+1}{4\pi}\right)^{\frac{1}{2}} i^l \frac{[(l-m)!\,(l+m)!]^{\frac{1}{2}}}{(l-m)!!\,(l+m)!!} \alpha_{lm} J_{|m|}(kR_o\vartheta) \right\}$$

Le calcul de $|\langle b|\alpha_{lm}|a\rangle|^2$ se fait à l'aide de la théorie de l'oscillateur harmonique décrivant les petites oscillations de la surface du noyau. On obtient en première approximation (39)

$$H_{coll} = \frac{1}{2} \sum_{lm} [B_l |\alpha'_{lm}|^2 + C_l |\alpha_{lm}|^2]$$

où B_l est un paramètre lié à l'inertie du noyau et C_l un paramètre lié à sa tension de surface. Le quantum d'énergie d'excitation ou phonon est : $\hbar\omega_l = \hbar (C_l/B_l)^{\frac{1}{2}}$.

C_l est relié au paramètre de déformation β_l du modèle rotationnel par la relation

$$\beta_l^2 = (2\,l + 1) \frac{\hbar\omega_l}{2C_l} .$$

Dans le cas d'un noyau pair-pair, l'état fondamental ne contient pas de phonon de surface et $|a\rangle = |I = 0\rangle$. L'état excité est : $|b\rangle = |I'\ M'\rangle = |lm\rangle$ et, dans le cas de l'excitation à un phonon de surface, on a : $|\langle b|\alpha_{lm}|a\rangle|^2 = \hbar\omega_l / 2C_l$.

D'où la section efficace pour la transition $0 \to 1$ à un phonon d'excitation :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{o\to l} = (k R_o^2)^2 \sum_{m=-l,-l+2,..}^{l} \left(\frac{2\,l+1}{4\pi}\right) \frac{\hbar\omega_l}{2C_l} \frac{(1-m)!\,(1+m)!}{[(1-m)!!\,(1+m)!!]^2} \; J^2_{|m|} \quad (k\,R_o\vartheta)$$

D'où, diffusion élastique : $\dfrac{d\sigma}{d\Omega} = (k_o R_o^2) \dfrac{J_1^2\,(k R_o \vartheta)}{(k R_o \vartheta)^2}$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 2) = (k R_o^2) \frac{5}{8\pi} \frac{\hbar\omega_2}{C_2} \left(\frac{1}{4} J_o^2 + \frac{3}{4} J_2^2\right)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 3) = k R_o^2)^2 \frac{7}{8\pi} \frac{\hbar\omega_3}{C_3} \left(\frac{3}{8} J_1^2 + \frac{5}{8} J_3^2\right)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 4) = (k R_o^2)^2 \frac{9}{8\pi} \frac{\hbar\omega_4}{C_4} \left(\frac{9}{64} J_o^2 + \frac{20}{64} J_2^2 + \frac{35}{64} J_4^2\right)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 5) = (k R_o^2)^2 \frac{11}{8\pi} \frac{\hbar\omega_5}{C_5} \left(\frac{30}{128} J_1^2 + \frac{35}{128} J_3^2 + \frac{63}{128} J_5^2\right)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 6) = (k R_o^2)^2 \frac{13}{8\pi} \frac{\hbar\omega_6}{C_6} \left(\frac{50}{512} J^2 + \frac{105}{512} J_2^2 + \frac{126}{512} J_4^2 + \frac{231}{512} J_6^2\right)$$

L'argument des fonctions de Bessel dans les formules ci-dessus est $k R_o\vartheta$. Les combinaisons des fonctions de Bessel sont représentées sur la figure 4. Les combinaisons de fonctions paires tendent à se mettre en phase entre elles lorsque l'argument croît. Il en est de même pour les combinaisons de fonctions impaires. Par contre, les combinaisons de fonctions impaires tendent à se mettre en opposition de phase avec les combinaisons de fonctions paires. Blair obtient ainsi une bonne représentation des faits expérimentaux qui seront exposés ci-après.

On peut remarquer sur la figure 4 la présence d'une oscillation amortie sur chaque courbe, dont l'argument est fonction de l. Si les approximations du modèle de Blair sont suffisamment bonnes, on peut donc espérer déterminer l par l'étude de la distribution angulaire.

Dans le cas des noyaux pair-impair, sous l'hypothèse d'un faible couplage entre le coeur pair-pair et le nucléon célibataire de spin I on a :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(l\ ;\ I \to I') = \frac{2\,I'+1}{(2\,l+1)\,(2\,I+1)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to l) .$$

I' est le moment angulaire total de l'état correspondant à une excitation d'ordre l du coeur pair-pair.

$\dfrac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 1$ est la section efficace pour la transition $0 \to 1$ du noyau pair-pair voisin. On a :

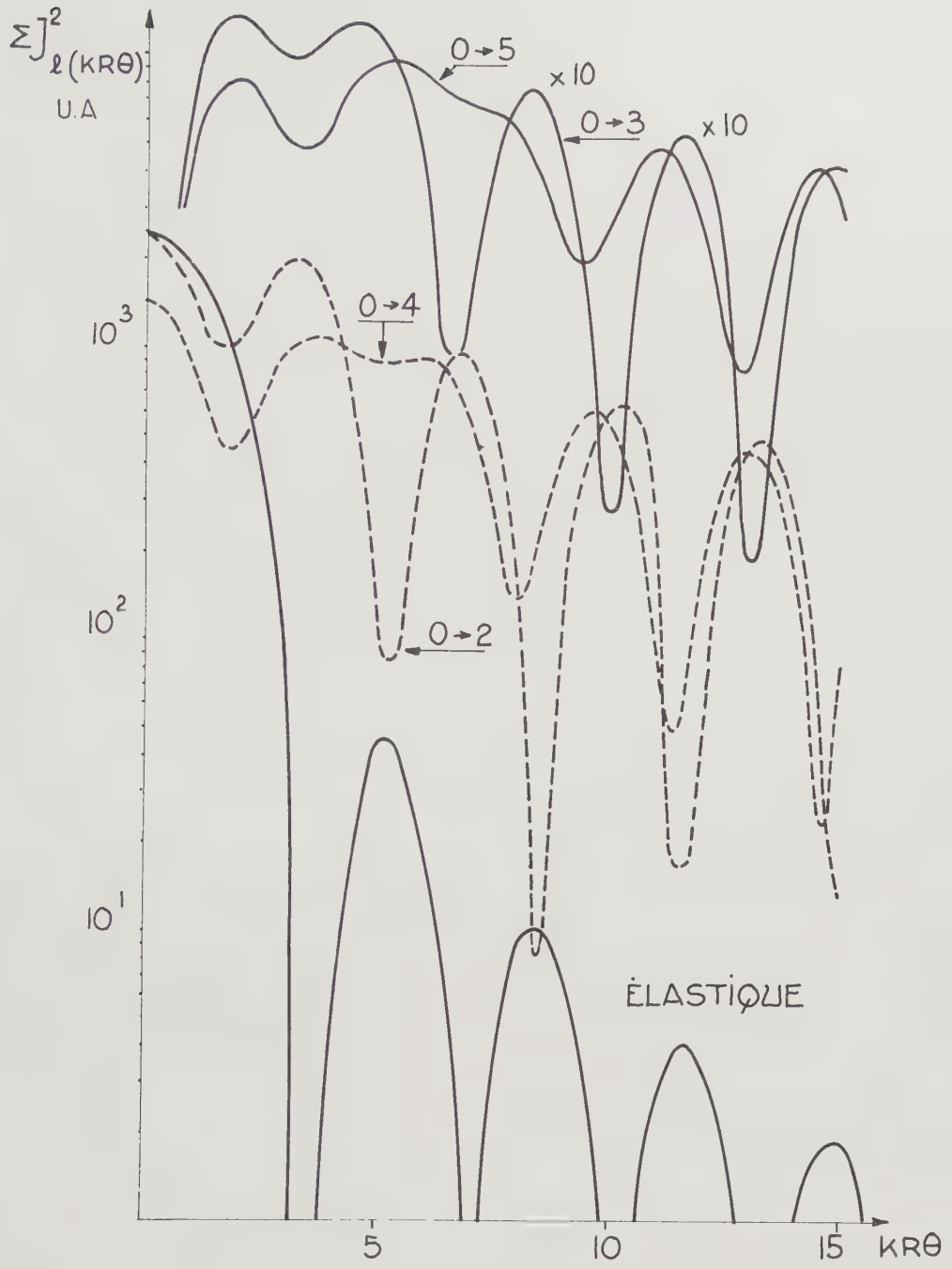


Fig. 4 - Combinaisons des fonctions de Bessel.

$$|I - 1| \leq I' \leq I + 1.$$

Ce calcul est valable si les paramètres de surface sont les mêmes pour le noyau pair-impair et son voisin pair-pair. Sous cette condition la section efficace pour une transition d'ordre 1 dans un noyau pair-impair est reliée à la section efficace de la transition de même ordre du noyau pair-pair voisin par un simple facteur statistique. On remarquera que la somme des sections efficaces correspondant au même 1 dans le noyau pair-impair est égale à la section efficace $0 \to 1$ du noyau pair-pair voisin.

4/ Approximation adiabatique et méthode des ondes partielles (40)

Le modèle ci-dessus a l'inconvénient de faire intervenir une coupure brusque de l'absorption :les courbes théoriques obtenues ainsi, si elles rendent compte des minimums et maximums observés expérimentalement, présentent une décroissance générale trop faible. Cette différence avec l'expérience ne permet pas l'estimation des paramètres C_l ou β_l. Récemment J.S. Blair, D. Sharp et L. Wilets (40) ont utilisé un développement en ondes partielles pour le calcul de l'amplitude de diffusion élastique $f(\vartheta, \alpha)$ intervenant dans l'expression de la section efficace avec l'approximation adiabatique. Ils peuvent alors faire intervenir l'absorption sur plusieurs ondes partielles et éliminer l'approximation du "Sharp-Cutt-off".

Dans le cas des transitions monopolaires le calcul est particulièrement simple.

Soit R_o le rayon du noyau sphérique non excité. Dans le cas d'une excitation monopolaire, le noyau se dilate en conservant sa forme sphérique et son rayon devient $R_o + \delta$. Si k est le nombre d'onde de la particule incidente, le moment angulaire critique sera $L_o + \frac{1}{2} = k R_o$ dans le cas de la diffusion élastique. Lorsque le noyau est excité, le rayon augmentant de δ, le moment angulaire critique sera $L = L_o + k\delta$.

L'amplitude de diffusion élastique d'une particule sur un noyau sphérique est :

$$f(\vartheta) = -(2 i k)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1)(1 - \eta_l) P_l(\cos\vartheta),$$

où η_l est l'amplitude de la $l^{ème}$ onde sortante.

Prenons η_l de la forme $\eta_l = \dfrac{1}{1 + e^{-(l-L)/\Delta}}$

L est le moment angulaire critique et Δ définit la largeur de la région de transition entre une forte absorption et une absorption nulle. Cette forme de η_l a déjà été utilisée (41) ; elle permet un bon accord avec la diffusion élastique expérimentale des particules alpha car elle tient compte de ce que la densité du noyau décroît continûment près de la surface et que, de plus, le libre parcours des particules alpha dans le noyau n'est pas nul.

Appliquons la formule des accroissements finis à η_l et bornons-nous au premier ordre de la déformation

$$\eta_l = \eta_{(l-L_o)} - k\delta\, \eta'_{(l-L_o)}$$

$f(\vartheta)$ devient

$$f(\vartheta) \simeq -(2 i k)^{-1} \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - \eta_{(l-L_o)}) P_l(\cos\vartheta) + k\delta \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\eta'_{(l-L_o)} P_l(\cos\vartheta) \right\}.$$

Le premier terme ne faisant pas intervenir la déformation δ correspond à la diffusion élastique (41). Le second correspond à la transition monopolaire

$$f(\vartheta)_{0\to 0'} = i\delta \sum_l \left(l + \frac{1}{2}\right) \eta'_{(l-L_o)} P_l(\cos\vartheta)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 0') = \left| \langle 0' | \delta | 0 \rangle \right|^2 \left| \sum_l \left(l + \frac{1}{2}\right) \eta'_{(l-L_o)} P_l(\cos\vartheta) \right|^2$$

Le résultat obtenu avec l'approximation de Fraunhofer peut être retrouvé si on admet que la

région d'interaction est suffisamment petite pour que $\left(l + \frac{1}{2}\right) P_l\ (\cos\vartheta)$ puisse être estimé par sa valeur au point où $\eta'_{(l-L_o)}$ est maximum, c'est-à-dire pour $l = L_o$.

Comme

$$\int \eta'_{(l-L_o)}\ dl = 1 \ ,$$

On obtient

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 0') \simeq \left| <0'|\delta|0> \right|^2 \left(L_o + \frac{1}{2}\right)^2 \left| P_{Lo}\ (\cos\vartheta) \right|^2 .$$

Aux petits angles les polynômes de Legendre sont approchés par les fonctions de Bessel et nous avons

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 0') \simeq (k\,R_o)^2 \left| <0'|\delta|0> \right|^2 J_o^2\,(k\,R_o\vartheta) \quad .$$

Dans le cas des transitions quadrupolaires $0 \to 2$, la méthode est identique mais le développement mathématique est beaucoup plus compliqué car il faut faire intervenir des coordonnées sphéroïdales pour décrire la déformation du noyau. Nous exposerons simplement les résultats obtenus par Blair, Sharp et Wilets car nous les utiliserons pour déterminer les paramètres de déformation quadrupolaire. La figure 5 représente les distributions angulaires de particules diffusées pour différentes valeurs de L et Δ/L.

On porte en ordonnées $Q = \frac{d\sigma}{d\Omega}(0 \to 2) / \beta_2^2 \quad (k\,R_o^2)^2$

où β_2 est le paramètre de déformation quadrupolaire du modèle rotationnel, et en abscisses

$$\left(L + \frac{1}{2}\right)\vartheta = k\,R_o\vartheta \ .$$

On remarque tout d'abord que la position des maximums et minimums est la même quels que soient L et Δ/L ce qui est en accord avec le premier modèle de Blair. De plus Q est pratiquement indépendant de L si celui-ci est grand ($\geqslant 10$). Le seul paramètre intervenant est le rapport Δ/L qui caractérise la largeur relative du domaine de transition.

Lorsque Δ/L augmente, la décroissance générale des distributions angulaires est plus rapide.

La figure 6 représente les valeurs des différents maximums des sections efficaces inélastiques Q en fonction de Δ/L pour $L = 10.5$. Le paramètre $X = k\,R_o\vartheta_{max}$ est l'argument pour lequel on a les maximums.

Cette représentation est particulièrement commode pour déterminer β_2 à partir des distributions angulaires expérimentales.

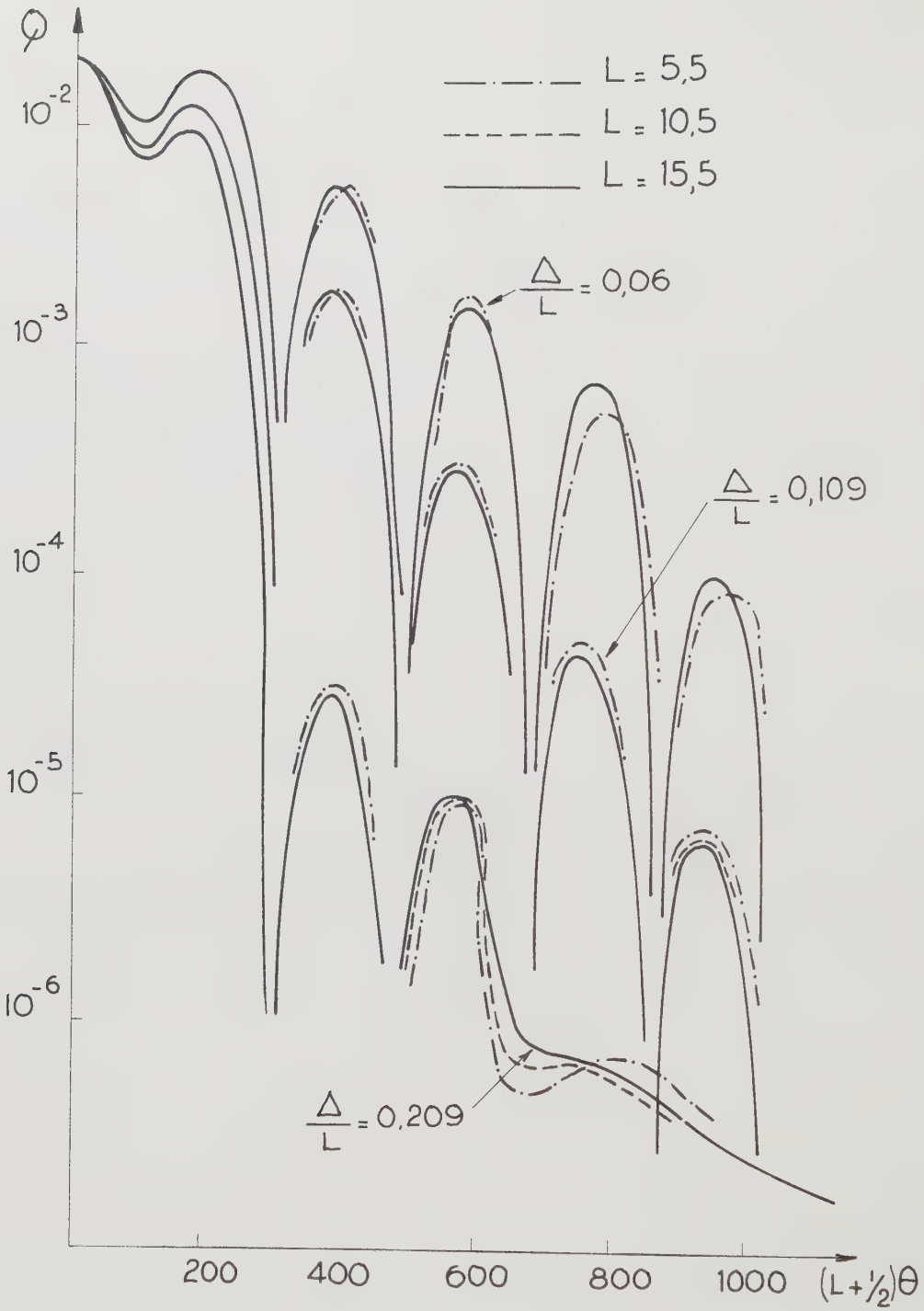

φ
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
10^{-5}
10^{-6}
L = 5,5
L = 10,5
L = 15,5
$\frac{\Delta}{L}$ = 0,06
$\frac{\Delta}{L}$ = 0,109
$\frac{\Delta}{L}$ = 0,209
200
400
600
800
1000
$(L+\frac{1}{2})\theta$

Fig. 5

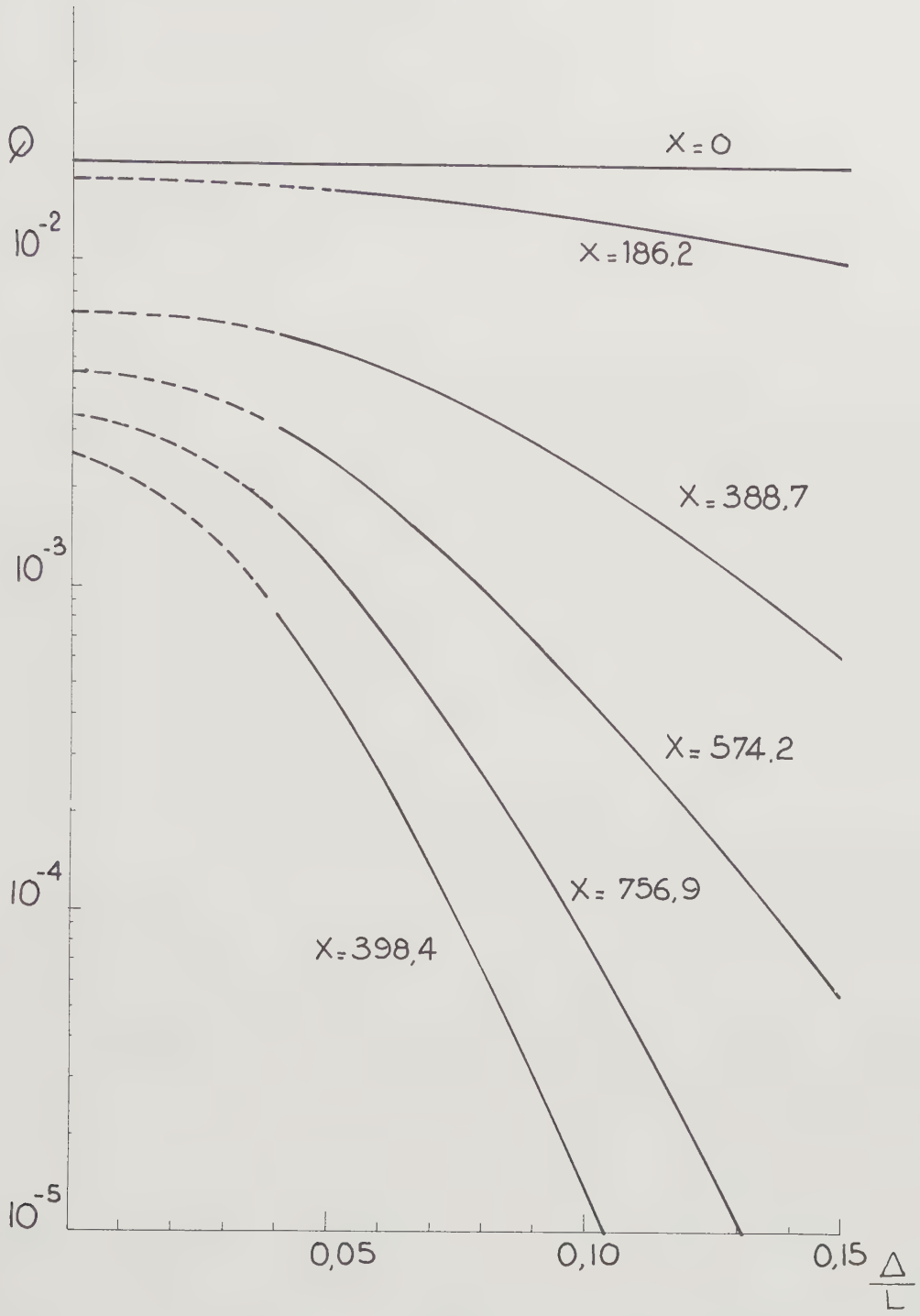

Q
X = 0
10^{-2}
X = 186,2
X = 388,7
10^{-3}
X = 574,2
10^{-4}
X = 756,9
X = 398,4
10^{-5}
0,05
0,10
0,15
Δ/L

Fig. 6

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

L'étude de la diffusion des particules alpha a été menée à l'aide de deux dispositifs différents. Le premier, déjà décrit [42], est basé sur une analyse par scintillations des particules diffusées. Le faisceau incident est analysé par un aimant [43] qui permet d'obtenir une résolution en énergie inférieure à 2.10^{-3} sur la cible. Deux compteurs proportionnels fournissent un signal $\Delta E/\Delta X$ et un cristal de INa (Tl) mesure l'énergie E correspondante. Le produit $E.\Delta E/\Delta X$ permet de discriminer la nature des particules. La résolution en énergie de l'ensemble du système est inférieure à 1,5 % pour des particules alpha incidentes de 44 MeV. Ce dispositif permet d'étudier les distributions angulaires à partir d'un angle de diffusion de 22°. L'avantage d'une telle détection à scintillations est d'analyser l'ensemble du spectre énergétique en une seule fois pour un angle donné et d'obtenir des durées de mesure relativement courtes.

Le deuxième dispositif, décrit ci-dessous, est basé sur l'analyse magnétique des particules sortantes. Cette méthode permet d'obtenir une meilleure résolution finale (6 à 9×10^{-3}) en énergie et d'étudier les distributions angulaires des particules diffusées à des angles faibles, le bruit de fond dû au faisceau direct étant considérablement diminué. Dans les cas où la quantité de mouvement de la particule est très différente de celle de la particule alpha incidente, nous pouvons mesurer les sections efficaces à partir de 0°. Les caractéristiques de cet ensemble expérimental ont été établies en fonction des besoins suivants :

- obtention d'un faisceau de particules alpha accélérées, convenablement défini en énergie, compte tenu de son intensité et de sa stabilité en énergie dans le temps.

- utilisation d'un ensemble d'analyse des particules diffusées d'une résolution optimum compte tenu du facteur temps d'expérience.

I - DISPOSITIF D'ENSEMBLE (figure 7).

Le cyclotron à fréquence fixe de Saclay fournit des protons, des deutons et des particules alpha d'énergies respectives 11, 22 et 44 MeV. Le faisceau est extrait au travers d'une fenêtre par un déflecteur électrostatique. Il passe ensuite par deux fentes réglables en position, placées dans le champ de fuite magnétique de l'électroaimant. L'ensemble de la fenêtre du déflecteur et des deux fentes permet de définir une trajectoire, donc une énergie, pour les particules sortantes. Par suite de la largeur des fentes (1 mm) et des ondulations résiduelles de la tension déflecteur qui n'est pas stabilisée, nous obtenons une résolution en énergie de 2 à 3×10^{-3} ce qui est suffisant. Deux aimants à gradient alterné [43] permettent de focaliser le faisceau sur la cible dans la chambre à diffusion. Ce système permet également une déflexion horizontale de 22° nécessitée dans notre cas par des raisons géométriques ; elle est insuffisante pour obtenir une analyse en énergie. Un troisième aimant à champ homogène (fig. 8) sert à l'orientation supplémentaire du faisceau. Il peut tourner de ± 15° autour d'un axe vertical situé dans le plan de sa face d'entrée. Il permet donc des rotations de ± 30° du faisceau dans le plan horizontal. Une fente de 1,5 mm × 5 mm placée sur la face d'entrée de cet aimant permet de limiter les dimensions du faisceau utile. Nous obtenons sur la cible une tache de l'ordre de 2×6 mm^2 ; l'intensité maximum est de 0,4 μA. Un aimant d'analyse pouvant pivoter sur lui-même, directement lié à la chambre à cibles, permet l'étude des particules diffusées par l'intermédiaire d'un dispositif de détection placé sur sa focale image. Pour faire varier l'angle de diffusion, nous avons préféré, pour des raisons mécaniques, faire tourner la chambre à cibles sur un chemin de roulement circulaire centré sur le pivot de l'aimant, plutôt que de faire décrire un cercle à l'aimant analyseur, masse de 14 tonnes. La liaison entre l'aimant de déflexion et la chambre à vide est faite par des joints coulissants, sous vide.

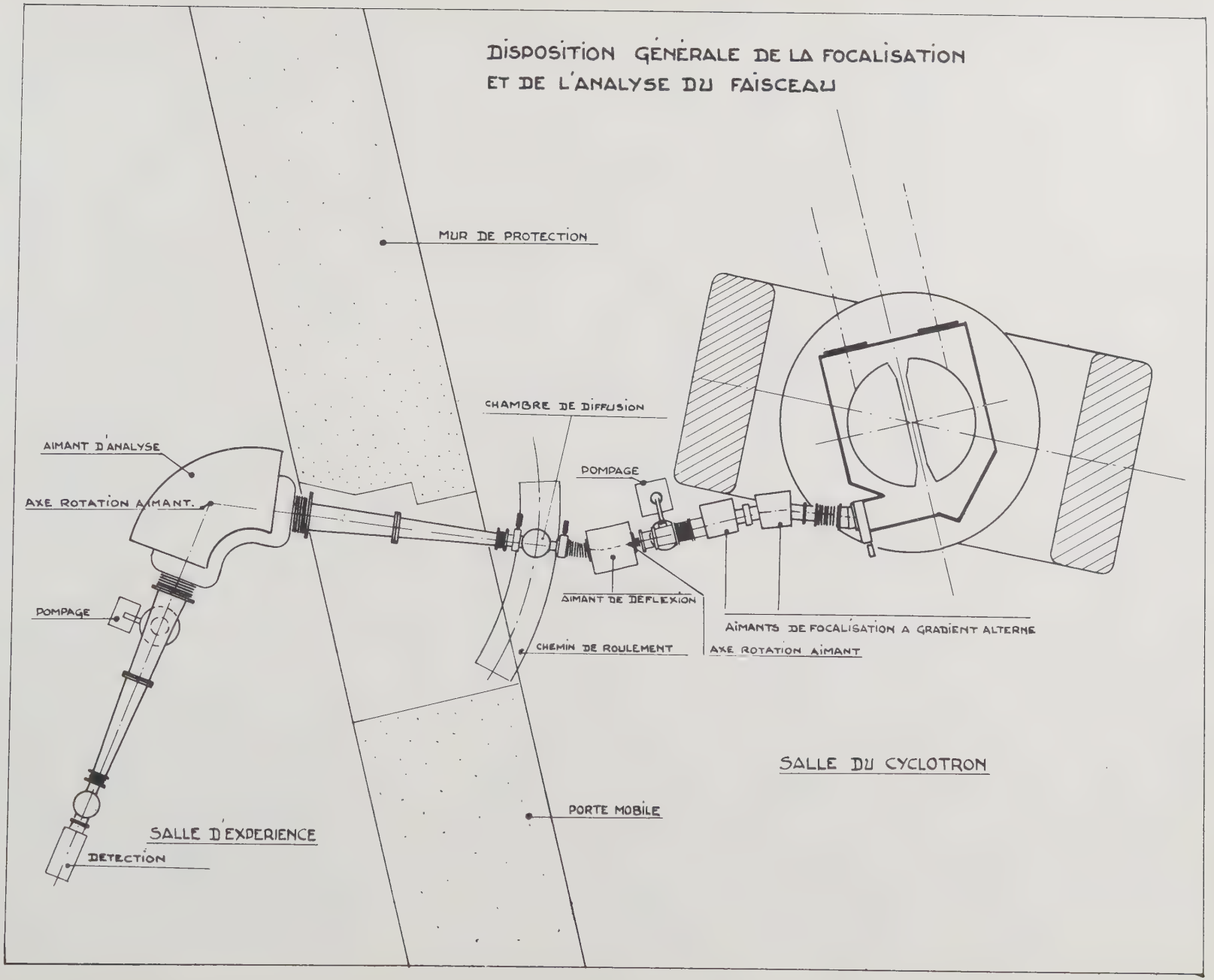

DISPOSITION GÉNÉRALE DE LA FOCALISATION
ET DE L'ANALYSE DU FAISCEAU
MUR DE PROTECTION
CHAMBRE DE DIFFUSION
AIMANT D'ANALYSE
POMPAGE
AXE ROTATION AIMANT.
POMPAGE
AIMANT DE DEFLEXION
AIMANTS DE FOCALISATION A GRADIENT ALTERNE
CHEMIN DE ROULEMENT
AXE ROTATION AIMANT
SALLE DU CYCLOTRON
PORTE MOBILE
SALLE D'EXPERIENCE
DETECTION

Fig. 7

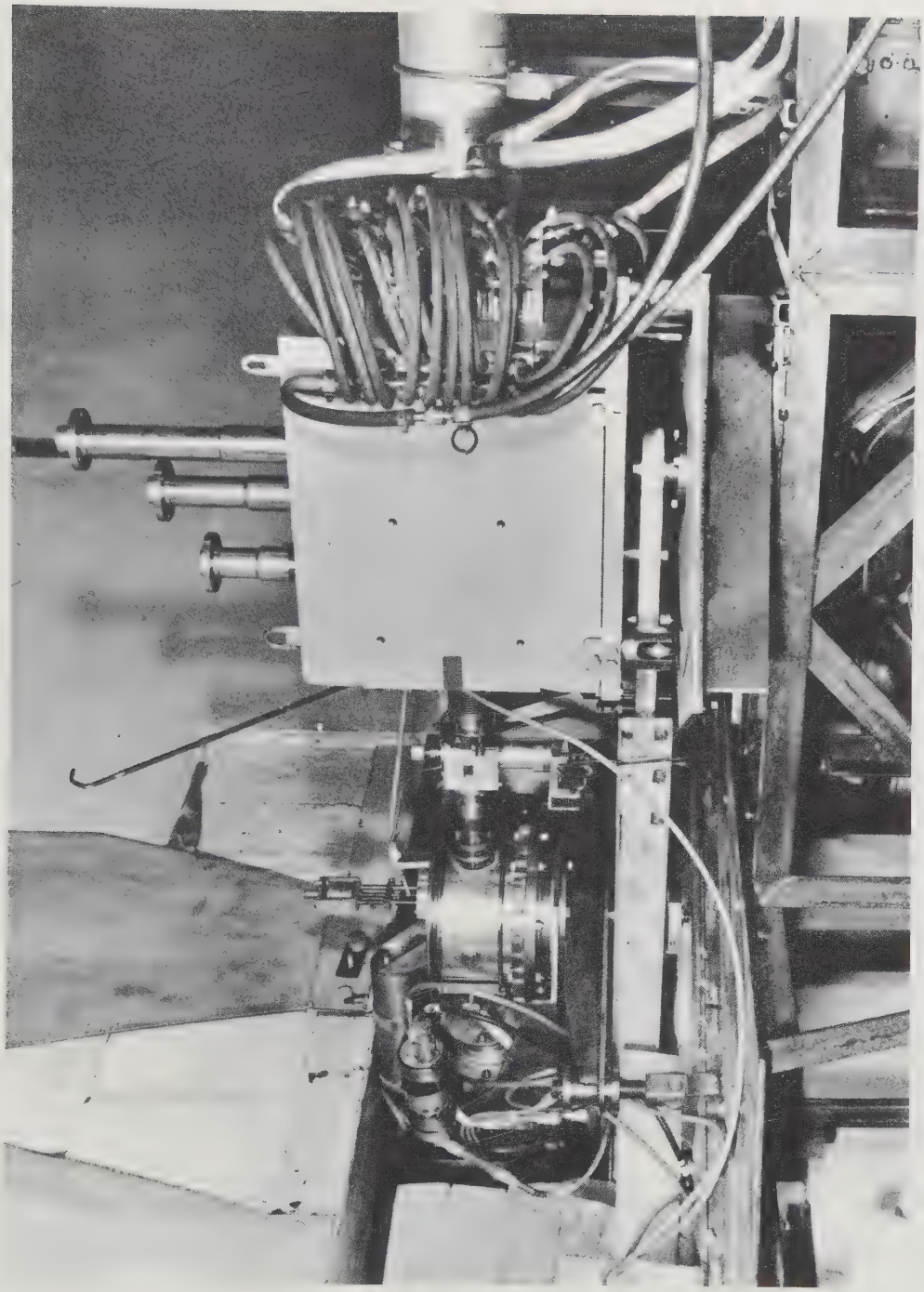


Fig. 8 - Vue de l'aimant de déflexion et de la chambre de diffusion.

Ce système permet de faire varier l'angle de détection de 0 à 70°. Une fente rectangulaire de 16 mm sur 14 mm, située à 120 mm de la cible, diminue le bruit de fond dû à la diffusion multiple du faisceau direct. Celui-ci passe en partie dans l'aimant pour un angle de 2 à 3° et le bruit de fond qu'il provoque reste prohibitif jusqu'à 6° pour la diffusion (α , α').

II - CHAMBRE A CIBLES. MONITORAGE DU FAISCEAU. (figure 8)

La chambre à cibles, d'un diamètre intérieur de 180 mm, comporte une ouverture pour le passage du faisceau incident et une large fenêtre contre laquelle glisse sous vide une flasque directement liée à l'aimant analyseur. Un porte-cible et une fourchette escamotable, isolée électriquement, sont fixés sur la partie supérieure. L'axe du faisceau incident est défini par le centre de la fenêtre d'arrivée et par le centre de la cible. Pour contrôler le centrage des particules sur la cible, on abaisse la fourchette sur l'axe défini ci-dessus. En faisant varier le champ de l'aimant déflecteur, on annule le courant mesuré sur la fourchette. La largeur entre les deux tiges de la fourchette étant de trois millimètres et la distance du centre de rotation du faisceau à la cible de l'ordre d'un mètre, la direction incidente du faisceau est définie à 0,2 degré près. Les variations de la direction, dues aux dérives habituelles de l'énergie du faisceau, restent inférieures à la limite ci-dessus et les mesures faites pour une position donnée de la chambre sont parfaitement reproductibles.

L'angle de diffusion est mesuré de deux manières différentes :

a) mesure de la position de la chambre de diffusion sur son chemin de roulement circulaire ;

b) mesure de la rotation de l'aimant par rapport à la chambre au moyen d'un index solidaire du bras de l'aimant se déplaçant sur un rapporteur solidaire de la chambre.

En prenant soin de toujours faire tourner l'ensemble dans le même sens de manière à éliminer le jeu lié aux mouvements d'un tel système, nous obtenons l'accord de ces deux mesures et nous avons vérifié, pendant les huit mois d'utilisation, leur reproductibilité.

La chambre à cibles, isolée électriquement du reste du montage, sert de cage de Faraday. Le courant dû au faisceau direct tombant sur les parois de la chambre est intégré de manière à mesurer la charge totale et calculer le nombre de particules incidentes.

Le monitorage est assuré en mesurant le nombre de particules diffusées par la cible à 45° dans le plan vertical comprenant le faisceau. Les particules traversent la paroi supérieure de la chambre de diffusion par une fenêtre de polystyrolène de masse superficielle 3 mg/cm^2 puis excitent un scintillateur INa (Tl). Un guide de lumière en plexiglass assure le couplage optique de ce scintillateur avec un photomultiplicateur placé horizontalement au-dessus de la chambre.

Les impulsions fournies par le photomultiplicateur attaquent, après amplification, une échelle de comptage dont le seuil est choisi de manière à sélectionner les particules correspondant à la diffusion élastique. Comme l'angle de détection est constant, pour une cible donnée, le comptage du moniteur doit être proportionnel à la charge mesurée par la cage de Faraday. En pratique, ces deux informations ont toujours été concordantes.

III - AIMANT ANALYSEUR. (figure 9)

L'aimant analyseur à double focalisation est un aimant en C à pièces polaires coniques. L'angle du secteur magnétique est de 70°, le rayon de courbure moyen r_0 de 90 cm. La hauteur de l'entrefer est de 10 cm et sa largeur utile maximum de 30 cm. Les faces polaires constituent les parois supérieure et inférieure de la chambre à vide. Leur usinage a été particulièrement soigné (tolérance ± 5/100) pour obtenir une bonne variation du champ en fonction du rayon. Des barrettes de fer placées aux rayons maximum et minimum compensent les effets de bord. Des diaphragmes réglables sous vide, à l'entrée et à la sortie de l'entrefer, permettent de faire varier l'ouverture utile. Deux bras de 207 cm, liés au secteur magnétique par l'intermédiaire de joints élastiques, permettent de faire varier l'angle de déflexion total des particules. Le premier bras

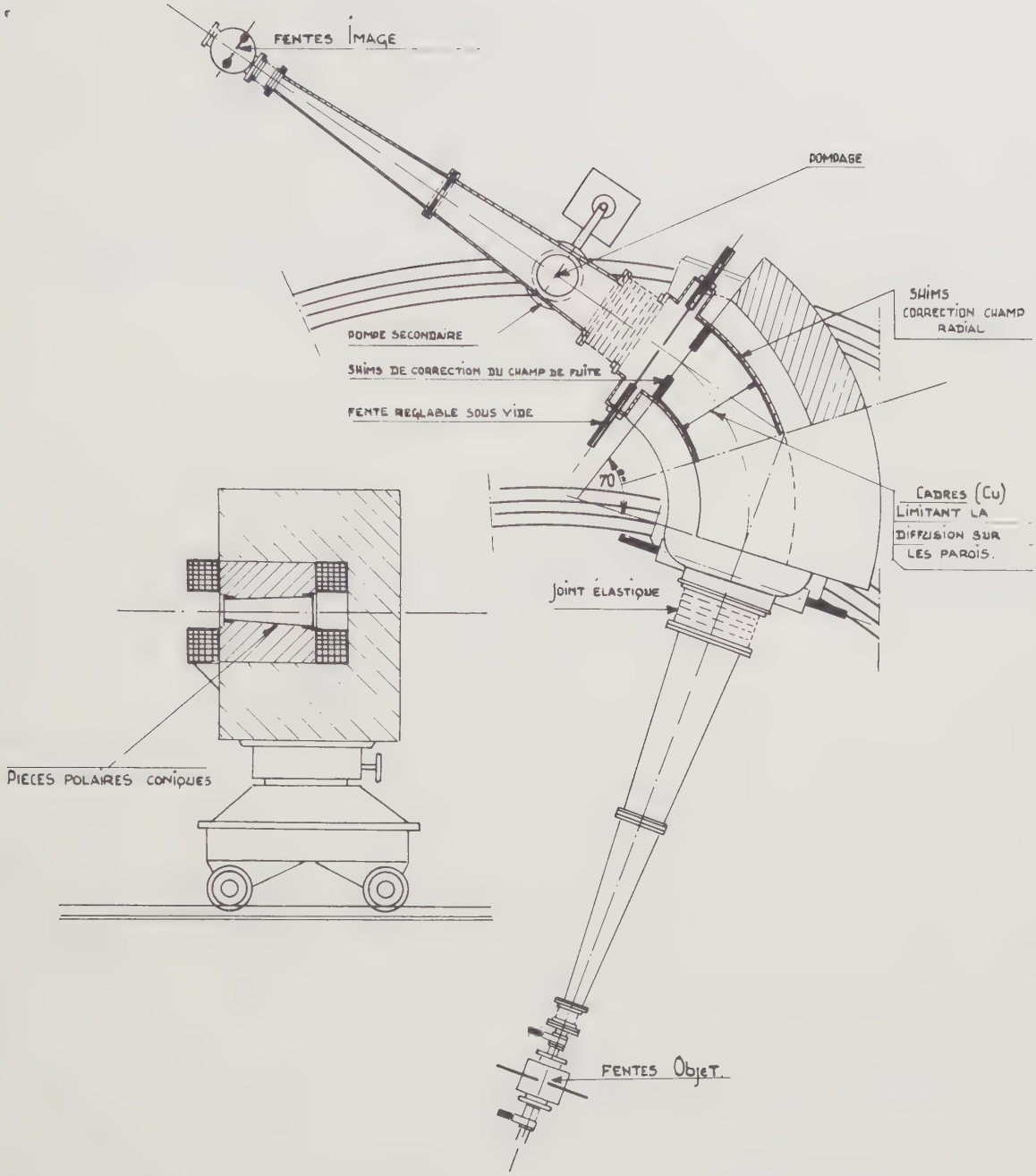

FENTES IMAGE
POMPAGE
SHIMS
CORRECTION CHAMP
RADIAL
DOMDE SECONDAIRE
SHIMS DE CORRECTION DU CHAMP DE FUITE
FENTE REGLABLE SOUS VIDE
70°
CADRES (Cu)
LIMITANT LA
DIFFUSION SUR
LES PAROIS.
JOINT ÉLASTIQUE
PIECES POLAIRES CONIQUES
FENTES Objet.

Fig. 9

aboutit directement dans la chambre à cibles, le deuxième supporte le système de détection ainsi qu'une pompe à vide secondaire. L'ensemble électroaimant et bras est assujetti à son support par une couronne circulaire sur laquelle il peut tourner. Ce socle est lui-même fixé sur un chariot par l'intermédiaire de vérins, ce qui permet de régler facilement l'horizontalité de l'aimant. Le courant dans l'électroaimant, régulé à moins de 4×10^{-4}, est contrôlé par la tension aux bornes d'un shunt 2V, 250 A. Cette tension est mesurée à 3×10^{-4} près à l'aide d'un potentiomètre Leeds.

1/ Equations du mouvement. Caractéristiques théoriques de l'analyseur

La théorie au premier ordre (44) du mouvement d'une particule dans un champ magnétique part de l'hypothèse suivante : le vecteur champ magnétique est dans un plan vertical et il est symétrique par rapport au plan moyen horizontal de l'entrefer. Dans ces conditions, les développements des composantes verticale et radiale du champ font apparaître le paramètre $n = -\frac{r_o}{H_{z_o}} \frac{d\ H_z}{dr}$ où H_{z_o} est le champ dans le plan médian pour $r = r_o$ (rayon moyen). Les équations de focalisation verticale et radiale sont développées en fonction des paramètres suivants (fig. 10) : ϑ angle de déflexion, d_o distance de l'objet à l'entrée du champ, d_{IR} distance image radiale, d_{IZ} distance image verticale, r_o et n.

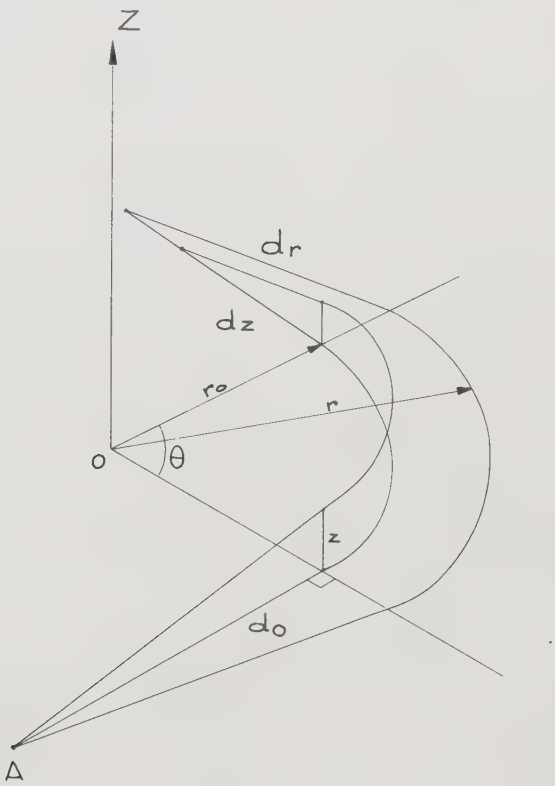


Fig. 10

L'équation de la focalisation verticale est :

$$\text{tg}\,[n^{\frac{1}{2}}\vartheta + \text{arc tg}\ n^{\frac{1}{2}} d_o] + n^{\frac{1}{2}} d_{IZ} = 0$$

L'équation de la focalisation horizontale est :

$$\text{tg}\,[(1-n)^{\frac{1}{2}}\vartheta + \text{arc tg}\ (1-n)^{\frac{1}{2}} d_o] + (1-n)^{\frac{1}{2}} d_{IR} = 0\ .$$

r_o est pris comme unité de longueur.

Ces équations imposent $0 < n < 1$. Par ailleurs, la condition d'astigmatisme $d_{IR} = d_{IZ} = d_I$ mène à $n = 0,5$.

Le rayon moyen r_o, égal à 90 cm, a été choisi légèrement supérieur au rayon de sortie des particules dans le cyclotron, qui est de 70 cm. Ceci conduit à des valeurs maximums du champ magnétique pour lesquelles les effets dus à la saturation du fer ne sont pas trop sensibles. Par suite des murs de protection de 2 m entre la salle du cyclotron et la salle d'expériences, la distance d_o doit être supérieure à 2,50 m. Pour des raisons de symétrie, on prend $d_o = d_I$. Tenant compte de toutes ces conditions, la résolution des équations conduit aux valeurs suivantes : $d_o = d_I = 2,8$ m ; $\vartheta = 70°$. On peut alors calculer la dispersion en énergie D de l'aimant et sa résolution $\Delta E/E$.

La dispersion est :

$$D = \frac{d\,x/r_o}{dE/E} = \frac{1 + M}{2(1 - n)} = 2 \ ,$$

où dx est la distance entre l'image correspondant à l'énergie E et l'image correspondant à E + dE ; M le grandissement de l'aimant = 1.

L'expression de la résolution est :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\,(1 - n)\ M\ s}{(1 + M)\ r_o} \ ,$$

où s est la largeur de l'objet.

Pour s = 2 mm, on obtient

$$\frac{\Delta E}{E} = 1,1 \ . \ 10^{-3} \ .$$

Dans le cas du fonctionnement à grande ouverture (30 cm), on doit effectuer le développement du champ magnétique au deuxième ordre pour calculer la résolution de l'aimant [45] [46] :

$$B_z\,(r) = B_o \left[1 + \alpha \frac{r - r_o}{r_o} + \beta \left(\frac{r - r_o}{r_o} \right)^2 \right]$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = - n \frac{B_o}{r_o} = \alpha \frac{B_o}{r_o} + 2\,\beta \left(\frac{r - r_o}{r_o} \right) \frac{B_o}{r_o}$$

$$n = - \alpha - 2\,\beta \frac{r - r_o}{r_o} \ .$$

$\alpha = -0,5$ est la condition d'astigmatisme. D'où $n = 0,5 - \dfrac{2\,\beta\,(r - r_o)}{r_o}$.

On a dans ce cas, pour la résolution en énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{S + W}{4\ r} + \frac{|4\ \beta - 3|}{48\ r^2} h^2 + \frac{|2 - 16\,\beta|}{12}\ \varphi^2 + \frac{|16\,\beta - 6|}{12} \Psi^2 .$$

W est la largeur de l'image, h la hauteur de l'objet. φ est l'angle de la projection de la trajectoire sur le plan médian avec l'axe optique. ψ est l'angle de la trajectoire et de sa projection sur le plan médian. Les termes en h et en ψ restent négligeables.

Pour diminuer au maximum l'influence du terme en φ, il faudrait donc choisir $\beta = 1/8$. En fait, pour des raisons d'usinage, les pièces polaires doivent être coniques, ce qui impose théoriquement $\beta = 2/8$ [47]. Pour une ouverture de 30 cm, la résolution en énergie est ramenée de $1,1 \times 10^{-3}$ à $2,4 \times 10^{-3}$.

2/ Mise au point de l'analyseur

La mise au point de l'analyseur [48] a été effectuée par des mesures de champ, par la méthode du fil et par l'étude des images produites par le rayonnement alpha de 8,776 MeV du thorium C'.

a) Etude du champ

Les mesures préliminaires de champ magnétique ont permis de vérifier que le paramètre n est égal à 0,5 pour le rayon moyen r_0 = 90 cm et qu'il varie linéairement en fonction de r (fig. 11).

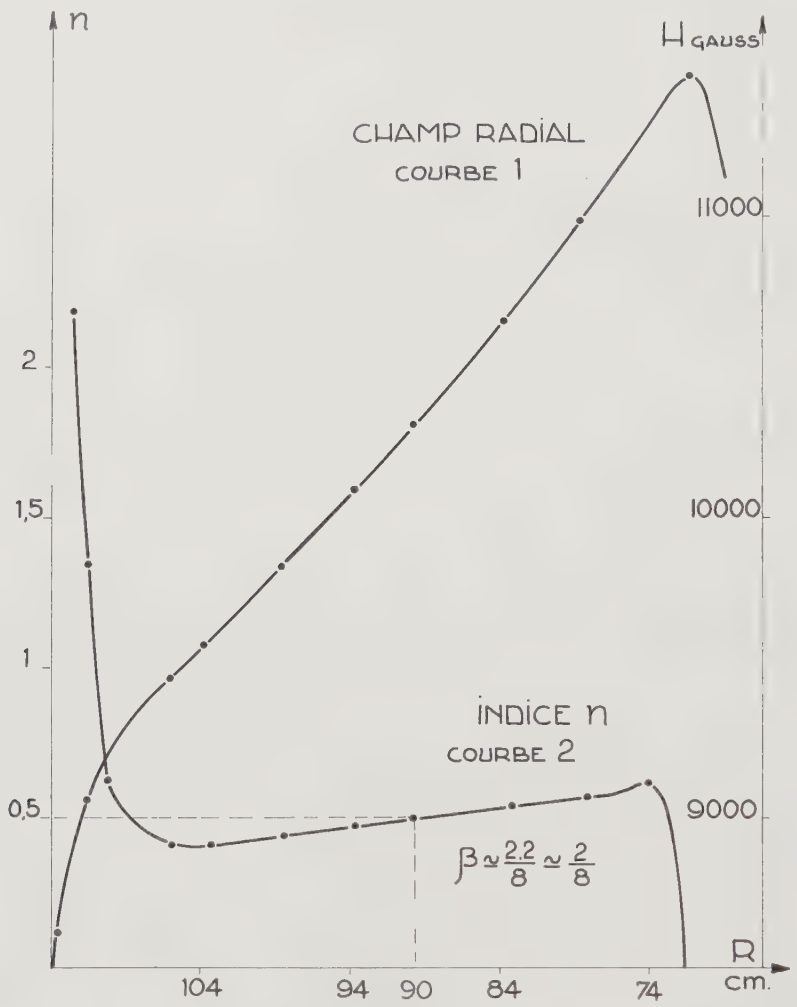


Fig. 11

La pente est telle que $\beta \simeq 2,2/8 \simeq 2/8$: ceci confirme le résultat théorique. Nous avons étudié, le long des perpendiculaires à la face d'entrée situées aux cotes r = 102 cm, r = 90 cm, r = 78 cm, la décroissance du champ de fuite et calculé la déflexion supplémentaire qu'il introduit. Cette déflexion est légèrement inférieure à quatre degrés. Pour diminuer les aberrations dues au champ de fuite, sa décroissance radiale doit être rendue à peu près semblable à celle du champ dans l'aimant. Les mesures effectuées montrent que le champ de fuite aux faibles rayons diminue trop rapidement. On peut donc prévoir que les corrections, par adjonction de pièces de fer sur le bord des pièces polaires, doivent être plus importantes aux faibles rayons. La courbe d'aimantation montre que la saturation est négligeable jusqu'à 9000 gauss.

b) Méthode du fil

La méthode du fil, utilisant la similitude d'un fil tendu parcouru par un courant et de la trajectoire d'une particule en mouvement, permet de déterminer expérimentalement d_I en fonction de d_o. Cranberg [49] applique la méthode à un champ homogène dont le plan moyen d'entrefer est ver-

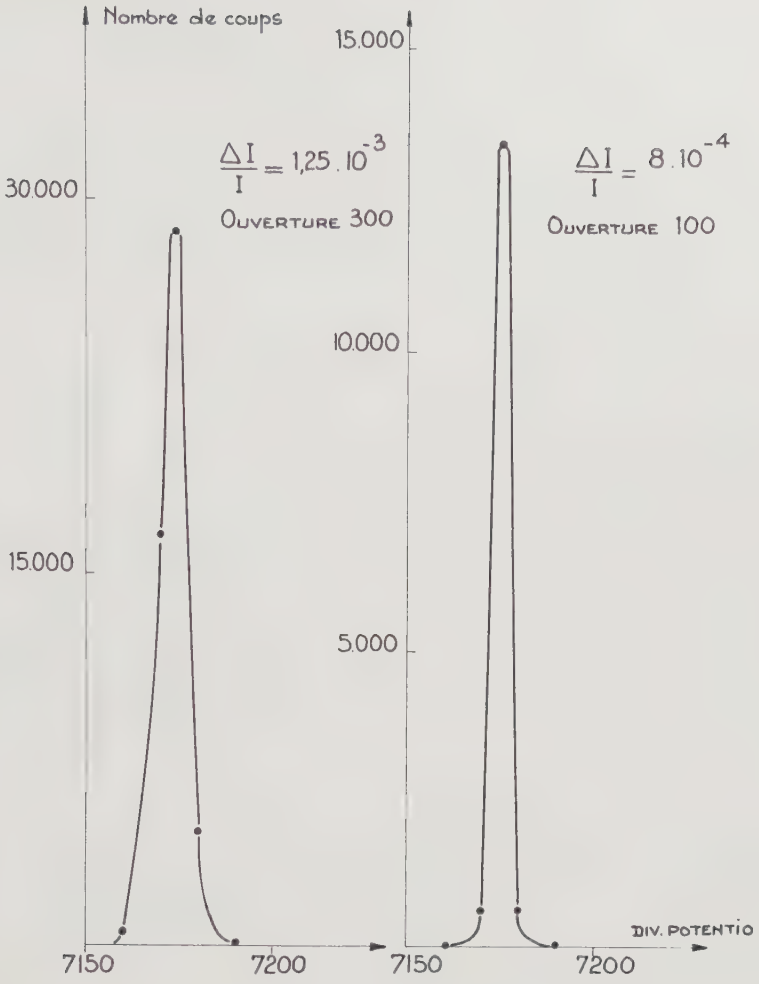


Fig. 12

tical. Il mesure la tension du fil à l'aide d'une balance et détermine le point de focalisation image à 1 % près. Dans notre cas, le plan moyen étant horizontal, le fil doit être supporté par une poulie qui, bien que montée sur rubis, introduit des frottements et, par suite, des erreurs sur la mesure de la tension. Dans ces conditions, nous ne pouvons mesurer d_I en utilisant la focalisation dans le plan horizontal. Par contre, dans le cas de la focalisation verticale, les trajectoires ont au premier ordre la même longueur et la poulie restant fixe n'introduit plus d'erreur. On constate alors une instabilité dans le plan vertical lorsque la poulie est placée après le point de focalisation image. Nous obtenons d_o = 2,8 m, d_I = 2,84 ± 5 cm. Ces valeurs sont en accord avec celles données par le calcul au premier ordre. Comme la relation d'astigmatisme n = 0,5 est pratiquement satisfaite, ces résultats sont valables pour la focalisation horizontale.

c) Etude au thorium

L'étude par le rayonnement alpha de 8,776 MeV du thorium C' permet la mesure précise et l'amélioration des caractéristiques de l'analyseur magnétique. La chambre de l'aimant étant sous vide, on dispose, au bout du bras-objet, un porte-source dont la distance aux pièces polaires est réglable. La largeur utile de la source peut être de deux ou quatre millimètres. La détection, pla-

cée directement sous vide au bout du bras-image, est constituée par un cristal de ICs (Tl) et un photomultiplicateur Dumont n° 6292. Des fentes réglables placées devant le cristal permettent de faire varier la largeur de la détection. Les signaux fournis par le photomultiplicateur sont amplifiés, puis comptés sur une échelle. On mesure tout d'abord la résolution en énergie à faible ouverture (10 cm) et, par action sur les joints élastiques, on détermine l'angle optimum de déflexion. Par construction, les fentes-images sont à 2,85 m des pièces polaires.

Pour d_o = 2,75 m, on obtient ϑ = 77°. Ceci correspond bien à l'augmentation de déflexion due au champ de fuite. On élargit ensuite la zone utile (30 cm). On est alors amené à placer des pièces de fer aux bords des pièces polaires pour améliorer la résolution. Cette étude a eu pour but, non seulement de diminuer la largeur à mi-hauteur de la courbe de résolution, mais aussi de rendre sa base la plus étroite possible. Comme on pouvait le prévoir grossièrement par l'étude du champ de fuite, la compensation nécessaire s'avère plus forte aux faibles rayons. Pour des largeurs objet et image de 2 mm, valeur correspondant à la largeur du faisceau du cyclotron tombant sur la cible, on obtient les résultats suivants en bon accord avec les calculs théoriques (fig. 12) :

$\Delta E/E$: faible ouverture (10 cm) : mesuré $1,6 \times 10^{-3}$, calculé $1,2 \times 10^{-3}$.

$\Delta E/E$: grande ouverture (30 cm) : mesuré $2,5 \times 10^{-3}$, calculé $2,4 \times 10^{-3}$.

Ces valeurs ont été retrouvées au cours des deux années de fonctionnement lors de chaque étalonnage au thorium C'. Nous avons vérifié que des variations de la distance-objet de 10 cm n'affectent pratiquement pas la résolution. Ceci permet de négliger l'inclinaison de la focale image sur la direction moyenne et de placer la détection perpendiculairement à l'axe du bras-image. L'angle solide de l'aimant analyseur est de $2,7 \times 10^{-3}$ stéradian pour une ouverture utile de 30 cm. Lors des expériences exposées ci-dessous, les caractéristiques de fonctionnement choisies pour l'aimant sont : d_o = 3 m, le bras-objet est perpendiculaire à la face polaire d'entrée ; d_I = 2,80 m ; angle total de déflexion ϑ = 73°. La résolution mesurée pour des largeurs image et objet de 2 mm est $1,5 \times 10^{-3}$ à faible ouverture. On remarque qu'à la diminution de la convergence de l'analyseur correspond une diminution de l'angle total de déflexion et du courant de focalisation. La partie détectable de la focale image est de 10 cm, ce qui correspond à une variation d'énergie de 5,5 %. Connaissant cette dispersion et le champ dans l'aimant, on déduit l'énergie de la particule de la position où elle rencontre la focale image.

IV - DETECTION

L'utilisation d'un aimant pour l'analyse des particules diffusées présente le grand avantage d'une bonne résolution. Par contre les mesures sont bien plus longues que dans le cas de l'analyse par scintillations. On n'analyse qu'une bande étroite du spectre énergétique à la fois. Aussi est-il important de disposer d'une détection qui analyse en une fois la plus grande portion possible de la focale image, soit, dans notre cas, une bande de dix centimètres de long.

On a utilisé tout d'abord pour la détection un système composé d'un cristal de INa de 100 mm de long sur 20 mm de haut, suivi d'une plaque photographique jouant le rôle d'absorption lumineuse, d'un guide de lumière et d'un photomultiplicateur EMI 6099 à grand diamètre (11 cm). La plaque photographique était divisée en huit bandes de 1 cm dont le temps d'exposition est calculé de manière à ce que la transmission d'une bande soit plus faible que celle de la précédente de 25 %. Comme les scintillations produites par le cristal de INa sont uniformes, à la résolution du cristal près, la lumière transmise au guide est directement liée à l'endroit où la particule est détectée. Après amplification des impulsions délivrées par le photomultiplicateur, on obtient un spectre de huit bandes. Les mesures de diffusion de particules alpha sur les isotopes du zinc [50] aux angles avant (5 à 26°) ont été effectuées avec ce montage. L'utilisation de ce système n'a pas été généralisée, car il présente un inconvénient. Les pics correspondant aux plus fortes absorptions sont élargis et se recoupent en partie : ceci diminue la précision du comptage correspondant à une bande. Bo Sjorgen [51] utilise un système basé sensiblement sur le même principe et analyse la focale image d'un aimant par l'intermédiaire de huit bandes de 5 mm. Il observe les recoupements des pics correspondant aux fortes absorptions et emploie cette détection seulement pour des mesures préliminaires lorsque la résolution est suffisante.

Nous avons utilisé, pour les autres expériences, la détection dont la description suit.

1/ Disposition générale de la détection. (figure 13)

Le bras-image de l'aimant analyseur est fermé par une flasque comportant une fenêtre de polystyrolène de 10 cm de long sur un centimètre de haut. L'ensemble de la détection fixée sur le

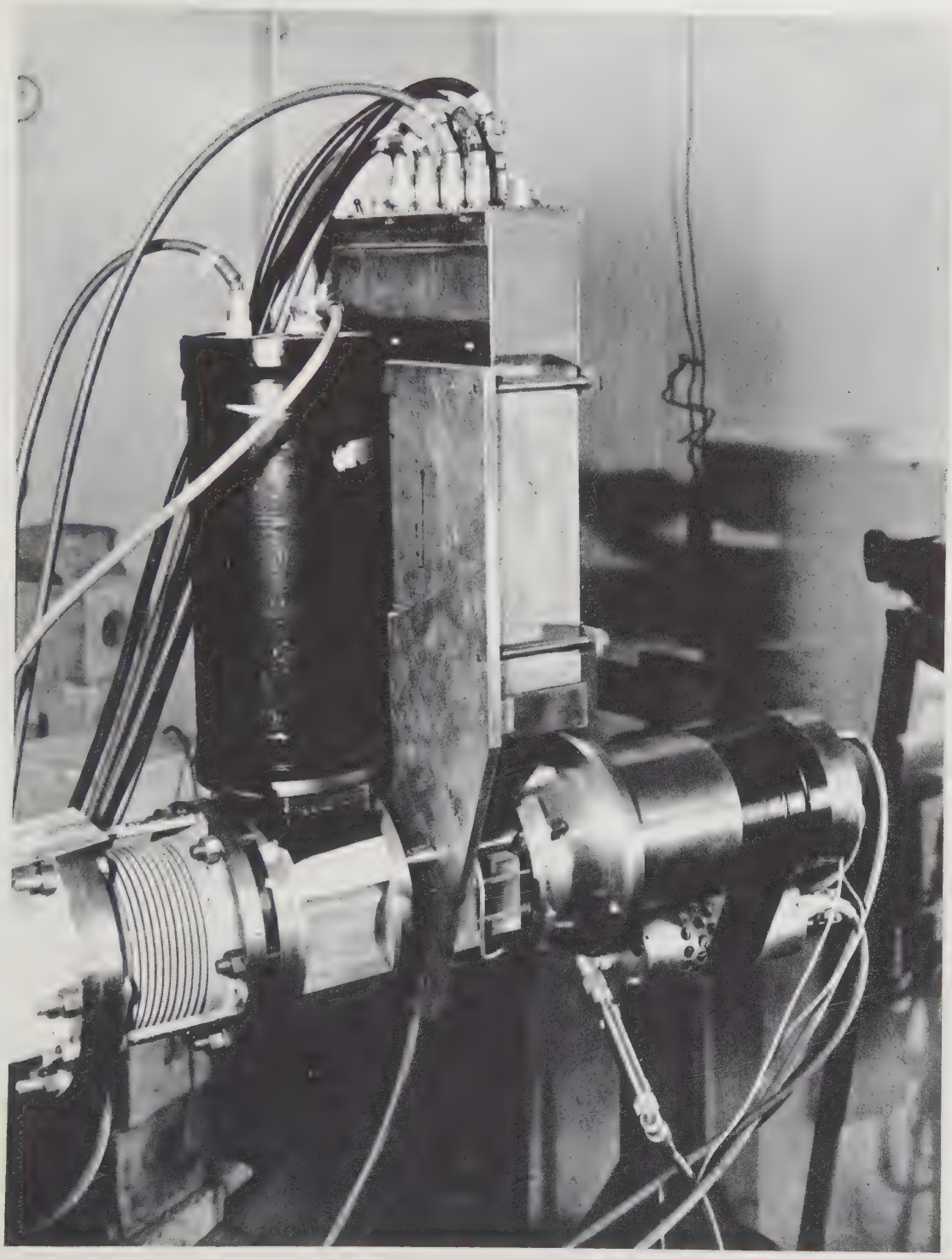


Fig. 13 - Vue de l'ensemble de détection.

bras et isolée électriquement du reste de l'aimant comprend trois parties :

a) un compteur à scintillateur mince donnant un signal proportionnel au dE/dX des particules ;

b) un décacompteur, composé de dix compteurs proportionnels chargé de localiser les particules sur la focale image ;

c) un détecteur à scintillations analysant l'énergie E des particules. Les particules détectées par cet ensemble sont comptées sur un analyseur RCL 256 canaux.

a) Compteur dE/dX (figure 14)

Un scintillateur mince de ICs (Tl) (~10 mg/cm^2) de 120 mm × 20 mm est placé perpendiculairement au faisceau. Il a été évaporé sous vide sur une feuille de polystyrolène de 200 μg/cm^2. Un réflecteur en aluminium poli renvoie la lumière sur un guide de lumière en plexiglass placé devant la photocathode d'un photomultiplicateur EMI 6099 à grand diamètre (11 cm). Les fenêtres permettant le passage des particules sont en aluminium ; celle située vis-à-vis du bras de l'aimant est très mince, la lumière parasite extérieure ne pouvant pas passer de ce côté-là. Les particules alpha de 44 MeV perdant 1 MeV dans le scintillateur, après amplification, nous obtenons des impulsions de l'ordre de 38 volts. La largeur à mi-hauteur est de 20 % dont une part est due à la dispersion liée au ralentissement. L'amplificateur attaque une échelle de comptage par l'intermédiaire d'un étage comportant un seuil réglable et délivrant un signal de 2 volts qui peut être mis en coïncidence avec les impulsions du décacompteur, de manière à diminuer le bruit de fond. Le seuil, réglé à 10 volts, permet d'éliminer les signaux correspondant aux protons ou aux deutons focalisés par l'aimant analyseur.

b) Décacompteur (figure 14)

Le décacompteur a été construit suivant la technique étudiée par A. Papineau [52] pour obtenir une grande stabilité de fonctionnement des compteurs proportionnels. Il est constitué par une coque de laiton de dimensions intérieures suivantes : 100 mm de long sur 16 mm de large et 48 mm de haut. Il est placé perpendiculairement au faisceau et comporte deux fenêtres d'aluminium de 100 mm × 11 mm pour permettre le passage des particules. La coque est divisée en dix parties égales de 10 mm par des feuilles de 16 mm × 44 mm en nickel de 2/10 mm placées parallèlement au faisceau. Chaque élément ainsi défini comporte un fil de molybdène (longueur utile 30 mm, diamètre 7/100 mm) terminé par une boule de verre dont la surface est rendue conductrice. Pour assurer l'étanchéité de la coque et un bon isolement électrique du fil, les sorties se font par l'intermédiaire du passage métal-verre : Kovar-verre au molybdène. Le mélange gazeux utilisé est constitué par 5 % de CO_2 et 95 % d'argon, la pression totale étant équivalente à 40 mm de mercure. La coque est portée à une tension négative de 1500 V. Chaque fil peut être porté indépendamment à une tension variable de 0 à + 250 V, ce qui permet d'ajuster les seuils de comptage de chaque élément. L'efficacité des dix compteurs est ainsi rendue uniforme. La stabilité de l'ensemble s'est avérée suffisante pour que l'on n'ait pas eu besoin de corriger le réglage des seuils au cours des six mois de fonctionnement. Les connexions des dix sorties du décacompteur aux dix entrées des amplificateurs correspondants sont blindées par des écrans portés à un potentiel constant, pour éviter toute influence mutuelle. Le traitement des impulsions fournies par les dix compteurs est exposé plus loin.

c) Compteur E (figure 14)

Le compteur à scintillations E, placé derrière le décacompteur, est constitué par un monocristal de INa (Tl) (dimensions : 110 mm de long sur 20 mm de haut et 2 mm d'épaisseur) suivi par un guide de lumière entouré d'un réflecteur aluminé. Le guide est placé contre la photocathode d'un photomultiplicateur EMI 6099 de diamètre 11 cm. La topographie de la sensibilité de la photocathode a été étudiée de manière à utiliser sa partie la plus uniforme. On obtient ainsi, après amplification, une résolution de l'ordre de 6 % pour les particules alpha de 44 MeV, malgré la grande surface de détection. Le compteur E est utilisé suivant les besoins de deux manières différentes. L'étude du spectre énergétique permet de déterminer sans ambiguïté la nature des particules détectées en combinant l'information d'énergie avec l'information de quantité de mouvement donnée par l'aimant. Sur le spectre de la figure 15 sont représentés les pics dus aux alpha, aux deutons et aux protons.

Nous avons vu que la résolution de la détection est liée directement à la largeur des portions de la focale image qui sont analysées indépendamment. Le décacompteur détecte les particules par bandes de 10 mm. Dans les cas où la résolution est critique, on peut ramener cette largeur à 5 mm en utilisant le compteur E comme codeur binaire. On opère de la manière suivante. On place

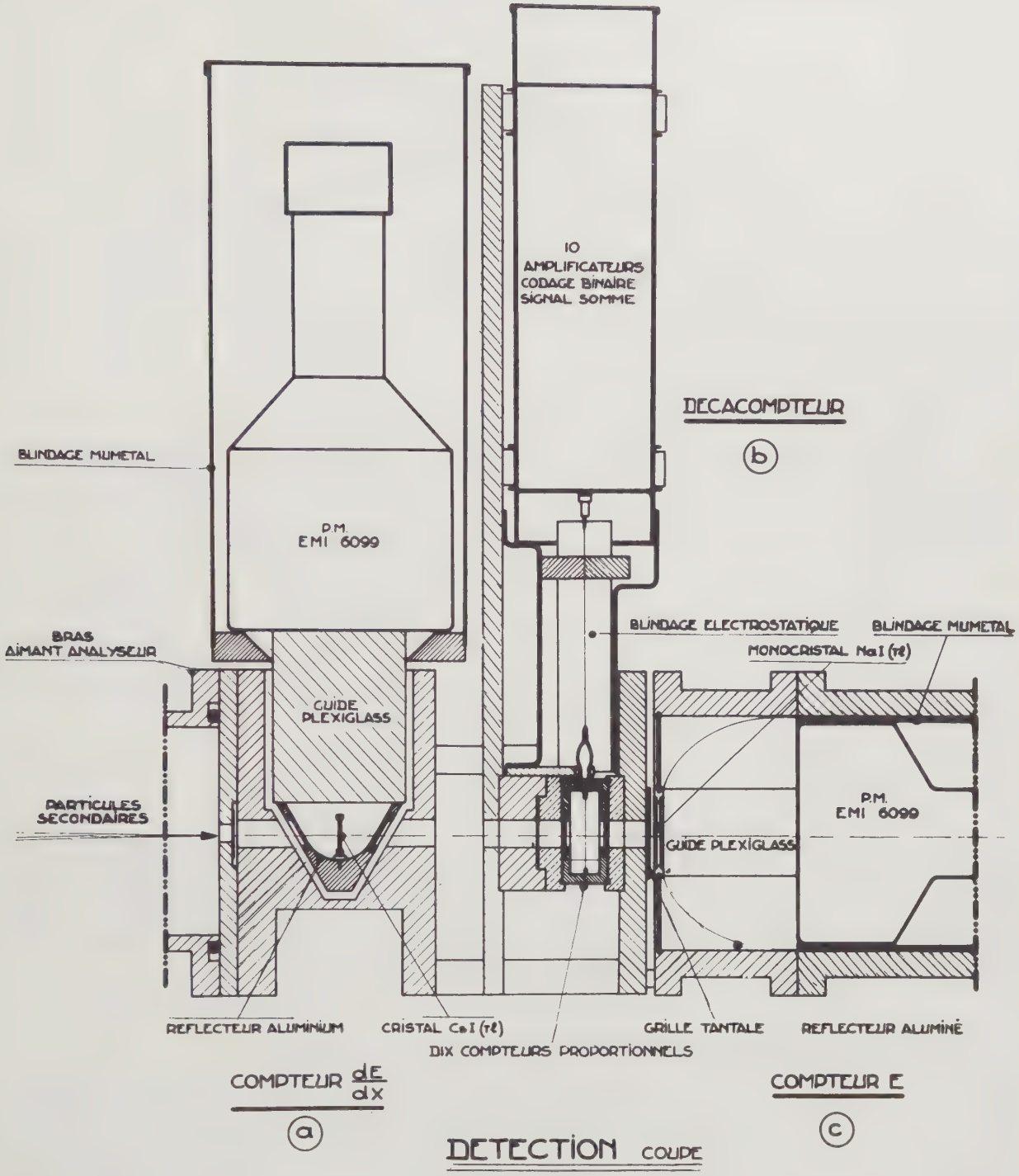

10
AMPLIFICATEURS
CODAGE BINAIRE
SIGNAL SOMME
DECACOMPTEUR
b
BLINDAGE MUMETAL
P.M.
EMI 6099
BRAS
AIMANT ANALYSEUR
GUIDE
PLEXIGLASS
PARTICULES
SECONDAIRES
BLINDAGE ELECTROSTATIQUE
BLINDAGE MUMETAL
MONOCRISTAL NaI (Tl)
P.M.
EMI 6099
GUIDE PLEXIGLASS
REFLECTEUR ALUMINIUM
CRISTAL CsI (Tl)
DIX COMPTEURS PROPORTIONNELS
GRILLE TANTALE
REFLECTEUR ALUMINE
COMPTEUR dE/dx
a
COMPTEUR E
c
DETECTION COUDE

Fig. 14

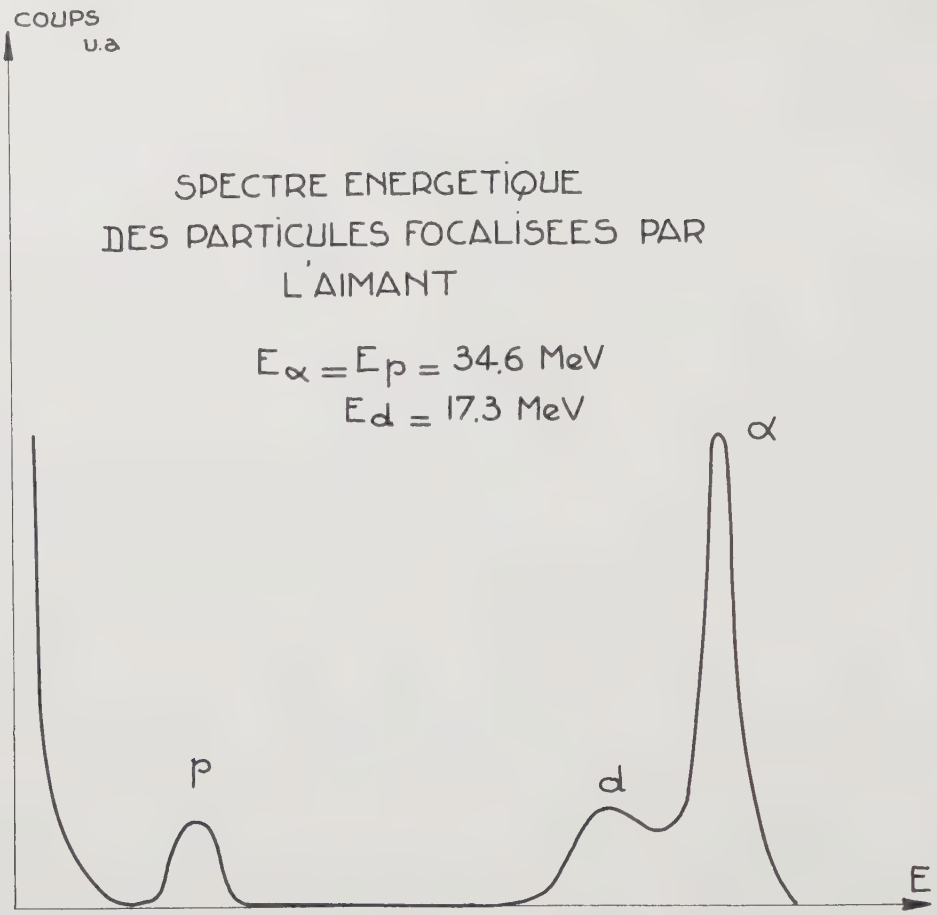


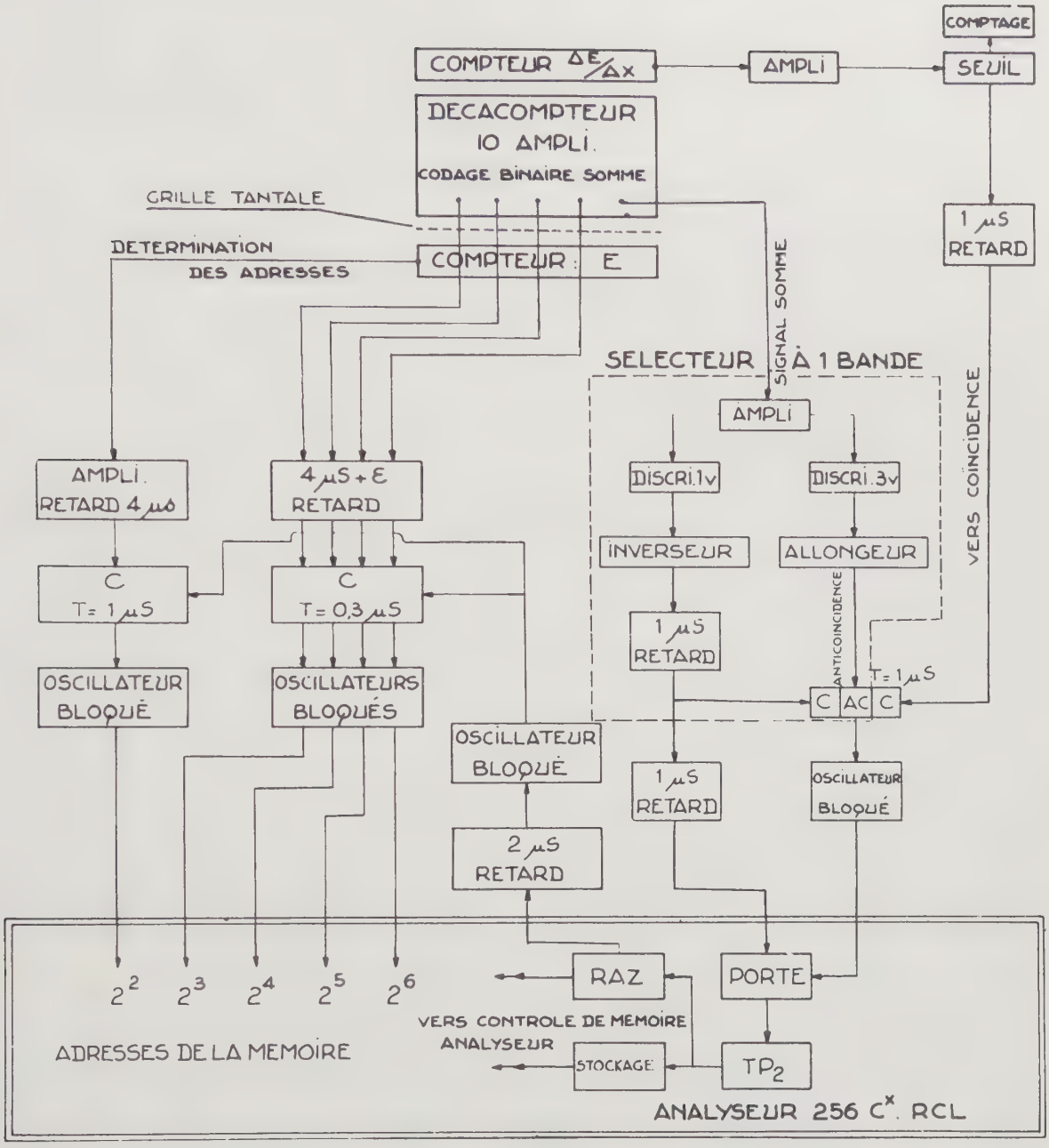
Fig. 15

entre le décacompteur et le cristal E une grille de tantale d'épaisseur 0,5 mm comportant dix ouvertures de 5 mm de large distantes de 5 mm chacune. La grille est calée de manière à occulter la moitié de chaque section du décacompteur. L'épaisseur du tantale étant suffisante pour arrêter les particules analysées, on détermine quelle est la portion de 5 mm qui est attaquée dans chacun des proportionnels suivant qu'il y ait ou qu'il n'y ait pas de signal sur la voie énergie. Le traitement électronique de cette information est donné ci-après.

2/ Traitement électronique des impulsions de détection (figure 16)

L'utilisation des impulsions lors des expériences ci-après consiste essentiellement en un comptage des particules localisées par chaque section du compteur proportionnel. Aussi, doit-on apporter quelques modifications à l'analyseur 256 canaux R.C.L. (modèle tubes à vide). La fonction conversion analogique digitale (53) nécessaire pour la spectrométrie est éliminée et la commande de stockage d'une impulsion déclenchée normalement par un signal de fin de conversion est donnée directement par la dernière bascule de la chaîne contrôlant la bonne présentation des impulsions dans l'analyseur.

L'organe de mémoire est un cube constitué par un empilement de 16 plans horizontaux identiques comprenant chacun 16 × 16 tores magnétiques disposés suivant des lignes orthogonales et stockant des informations binaires. A chacun de ces plans est associé un nombre binaire dont la puissance croît en progression arithmétique avec le numéro d'ordre du plan. La puissance zéro correspond au plan de base. Chaque canal de l'analyseur 256 canaux correspond à un tore d'un plan hori-



SCHEMA FONCTIONNEL DE LA DETECTION

Fig. 16

zontal de la mémoire magnétique. Les coordonnées du tore dans le plan constituent son adresse. Une adresse donnée détermine dans l'organe de mémoire une colonne verticale de 16 tores dont les états représentent sous forme binaire, le nombre d'informations enregistrées dans le canal associé de l'analyseur R.C.L.

L'attaque des adresses se fait par l'intermédiaire de bi-stables et doit être codée en système binaire. Dans le cas où l'on travaille avec dix plages, on excite quatre bi-stables en voie parallèle par les signaux de la détection convenablement codés. Si l'on utilise vingt plages, l'impulsion du signal E convenablement traitée attaque une bi-stable supplémentaire qui dédouble le nombre des canaux. On obtient ainsi un spectre de vingt canaux liés directement par groupes de deux aux dix sections du décacompteur.

a) Amplification. Codage binaire. Signal somme (figure 17)

Chaque section du décacompteur attaque séparément un amplificateur transistorisé constitué par deux boucles contre-réactionnées de gains respectifs 20 et 40. La capacité d'entrée est de l'ordre de 25 pF. La boucle d'entrée est protégée par des diodes au silicium contre les surtensions pouvant être produites par les compteurs proportionnels. Les impulsions du compteur sont différentiées avec une constante de temps $\tau = 3 \times 10^{-6}$. La liaison par capacité entre les deux boucles permet une deuxième différentiation ($\tau = 3 \times 10^{-6}$) et une intégration ($\tau = 10^{-6}$) atténuant le bruit de fond. En sortie de la deuxième boucle, on obtient des impulsions de l'ordre de 4 V dont le maximum est situé à 1µs. Un discriminateur de seuil -0,5 V, attaqué par la deuxième boucle, permet d'obtenir des impulsions d'amplitude fixe et d'une durée de l'ordre de 1,3 µs. Les dix impulsions sortantes sont codées par un système de diodes en quatre voies binaires pour attaquer les bascules d'adresse de l'analyseur RCL. De plus, on obtient sur un point commun aux dix voies un signal somme. Suivant la valeur de ce signal, on détermine si une ou deux particules ont été détectées en même temps par les compteurs proportionnels. Dans la deuxième alternative, le spectre est distordu car la représentation binaire est faussée. Il faut donc éliminer ces signaux par un conditionnement convenable du signal somme.

b) Conditionnement du signal somme. (figure 18)

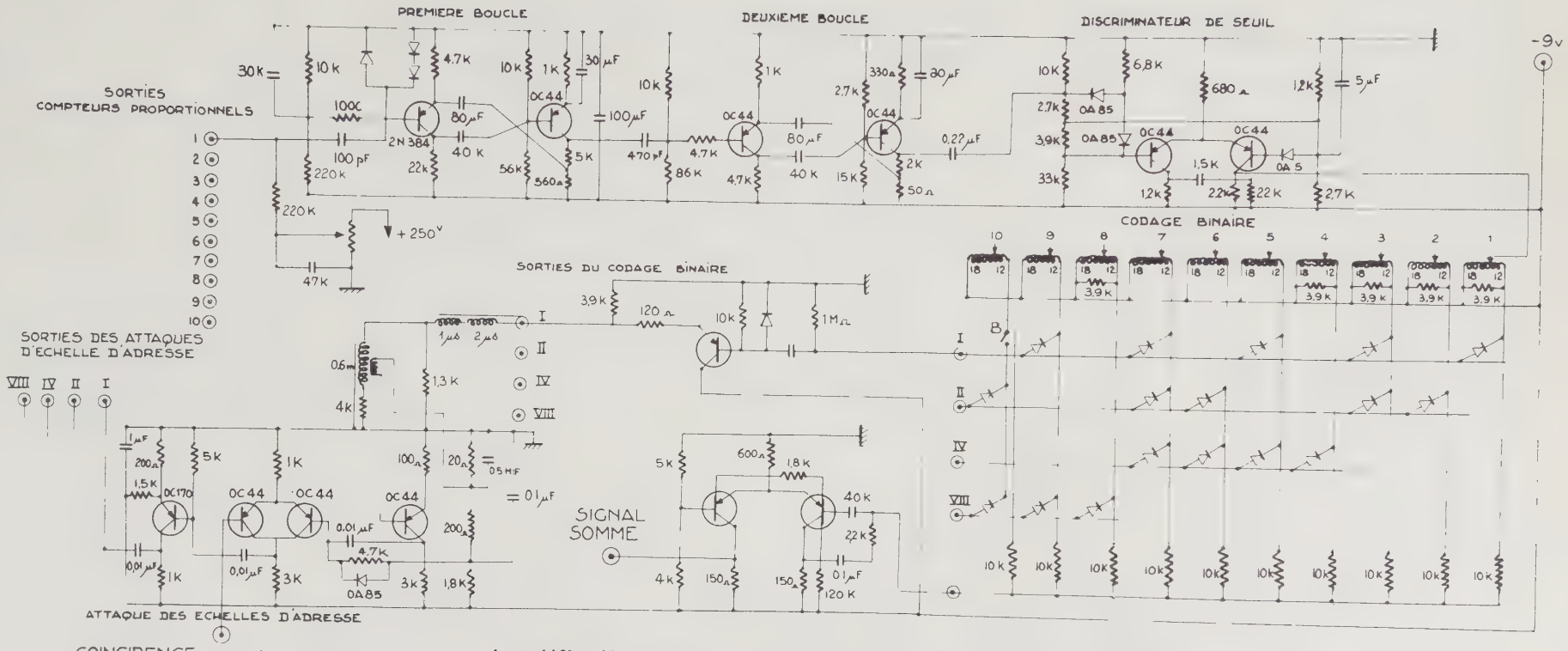
Après amplification, les impulsions somme ont une amplitude de deux volts si une seule particule est détectée, de quatre volts si deux particules le sont simultanément. Une sélection de bande constituée par deux discriminateurs à seuil réglable autour des valeurs 1 V et 3 V permet de ne conserver que les signaux correspondant au premier cas. On opère de la manière suivante : les signaux de la voie "1 V" sont retardés de 1 µs et mis en anticoïncidence avec ceux de la voie "3 V" allongés. A l'opération d'anticoïncidence de ces deux voies peut s'ajouter la coïncidence (temps de résolution 1 µs) des signaux de la voie $\Delta E/\Delta X$ retardés de 1 µs. Après amplification, le signal résultant commande, par l'intermédiaire d'un oscillateur bloqué, l'ouverture de la porte de l'analyseur R.C.L. avec un retard de 1 µs introduit par l'opération de sélection de bande. On prélève sur le discriminateur "1 V" le signal attaquant l'entrée de l'analyseur. Ce signal retardé de 2 µs trouve la porte de l'analyseur ouverte si les fonctions de coïncidence sont correctement satisfaites et déclenche, dans le 256 canaux, les commandes de remise à zéro d'échelle d'adresse et de stockage d'une impulsion.

c) Attaque des adresses de l'analyseur 256 canaux R.C.L. (fig.17)

Les impulsions des quatres voies binaires sont retardées d'un temps de l'ordre de 4 µs. Après amplification et inversion, le signal est mis en coïncidence (temps de résolution 0,3 µs) avec l'impulsion de remise à zéro de l'échelle d'adresse retardée de 2 µs et fournie par l'analyseur R.C.L. Le pouvoir de résolution de 0,3 µs a été choisi pour compléter l'élimination des codages simultanés fortuits, la sélection de bande ne pouvant protéger que des superpositions synchrones à mieux que 0,6 µs (demi-durée d'une impulsion unique somme). La remise à zéro étant en avance de 2 µs sur l'attaque de l'échelle d'adresse, on est certain que celle-ci est en état réceptif. L'électronique comprise entre le codage et la coïncidence ne présente pas de temps mort : en particulier les retards de 4 µs sont réalisés par ligne à retard et non par bascule. Les bascules d'adresse de l'analyseur sont excitées par l'intermédiaire d'oscillateurs bloqués à faible impédance de sortie.

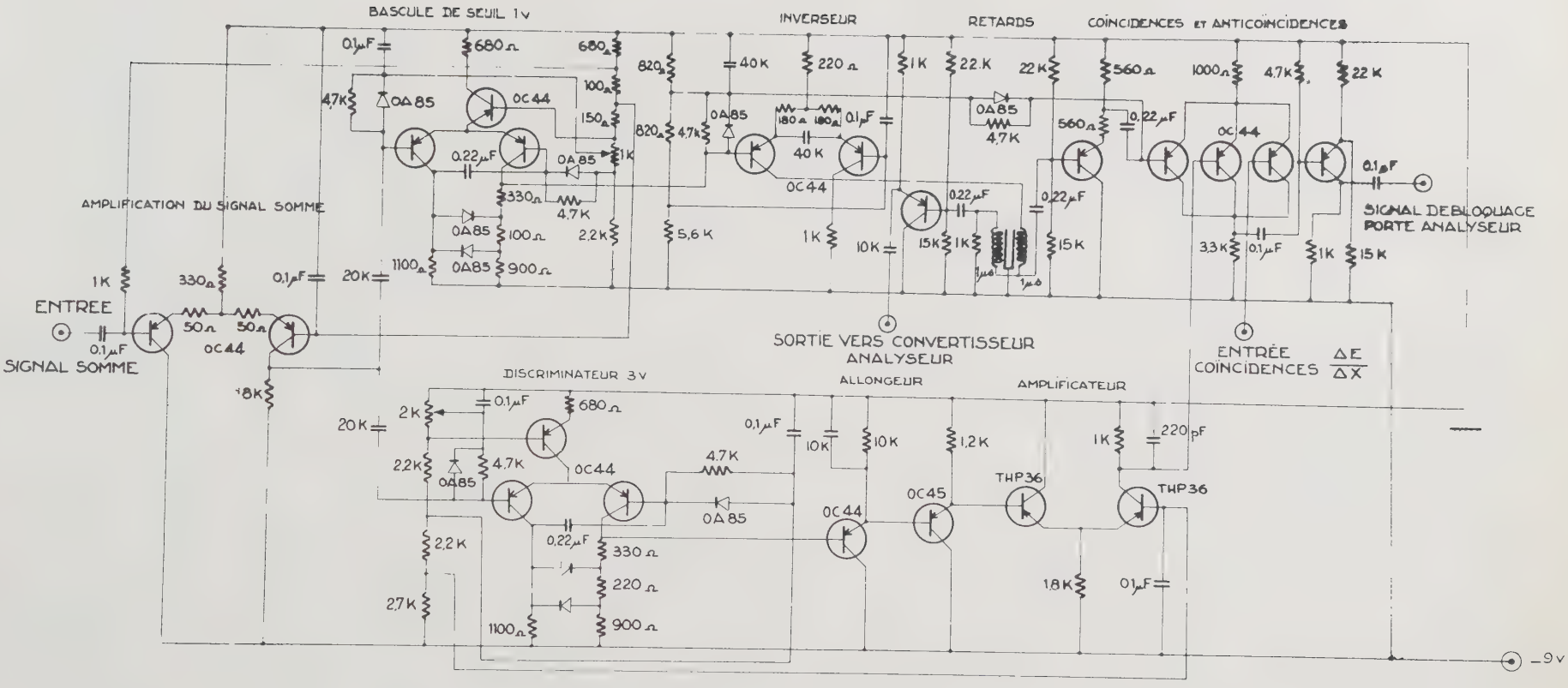
d) Fonctionnement dans le cas de 20 bandes de détection

Le signal fourni par le compteur E est traité de façon similaire aux quatres voies binaires décrites ci-dessus. Il est retardé de 4 µs et mis en coïncidence (temps de résolution 1 µs) avec l'impulsion de remise à zéro de l'analyseur R.C.L. Le signal résultant attaque, par un oscillateur bloqué, la bascule d'adresse n° 4. Les bascules correspondant aux dix compteurs proportionnels sont les bascules 8, 16, 32, 64. Si le premier compteur proportionnel détecte une particule, la bas-



Amplification _ Codage binaire _ Signal somme _ Attaque des échelles d'adresse

Fig. 17



Conditionnement du signal somme

Fig. 18

cule 8 est excitée. Dans le cas où la particule est arrêtée par l'écran de tantale, il n'y a pas de signal E et l'information est inscrite dans le canal 8. Dans le cas contraire, la bascule 4 déclenche et commande le canal 12. Chaque plage initiale de 10 mm correspondant à un proportionnel est ainsi divisée en deux bandes indépendantes de 5 mm par l'intermédiaire du détecteur E. L'ensemble des opérations effectuées pendant le traitement des impulsions s'effectue avec une bonne sécurité. La transistorisation de la plupart des fonctions fournit une excellente stabilité de marche. Les différentes bandes adjacentes de détection sont absolument indépendantes et leurs réponses ne se recoupent pas sur l'analyseur R.C.L. Nous avons ainsi réduit le temps de mesure à des valeurs acceptables.

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

I - REMARQUES PRELIMINAIRES

Avant d'exposer les résultats expérimentaux que nous avons obtenus avec le dispositif décrit ci-dessus, nous donnons quelques caractéristiques de la technique expérimentale utilisée pour l'étalonnage en énergie, la mesure des valeurs absolues des sections efficaces de diffusion et la détermination des erreurs introduites par les impuretés des cibles.

1/ Etalonnage en énergie

Par suite des erreurs dues à la saturation, dans le cas de l'analyse magnétique, nous avons préféré étalonner les spectres énergétiques par une étude systématique de la diffusion des particules alpha sur le carbone et l'oxygène d'une cible de polystyrolène. On déduit facilement des lois de la cinématique à quelle variation d'énergie correspond la variation de champ nécessaire pour focaliser les particules diffusées lorsque l'angle de détection varie. Les énergies d'excitation que nous mesurons à partir de cet étalonnage sont en parfait accord avec celles mesurées par Cohen (14) (15) pour les niveaux déjà connus.

2/ Etalonnage des sections efficaces en valeur absolue

La diffusion des particules alpha de 44 MeV sur l'or est pratiquement une diffusion de Rutherford jusqu'à 25°. Nous avons utilisé cette propriété pour déterminer les valeurs absolues des sections efficaces de diffusion. Nous avons employé une cible d'or de 3 mg/cm². Les mesures effectuées à 7° et 18° dans le centre du laboratoire nous permettent de vérifier que le nombre de particules détectées est inversement proportionnel à $\sin \frac{4\,\vartheta_{cm}}{2}$. Il est alors facile d'établir la correspondance entre le nombre de particules comptées et la section efficace différentielle exprimée en barn par stéradian. Par ailleurs la constance du produit $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \frac{4\,\vartheta_{cm}}{2}$ montre que notre calibration angulaire est correcte.

3/ Impuretés des cibles

Les cibles que nous avons utilisées présentent quelques impuretés de carbone et d'oxygène. Les pics associés à la diffusion des particules alpha sur ces éléments sont aisément identifiables par suite des lois de la cinématique. Nous avons reconnu que, dans la plupart des cas, leur intensité n'est pratiquement pas gênante pour l'étude des deux niveaux les plus fortement excités des noyaux pair-pair.

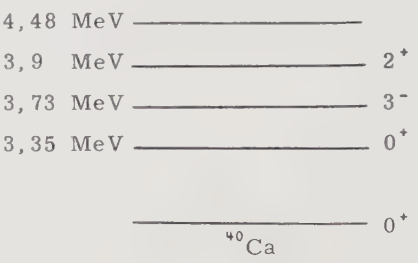
Par contre ces intensités parasites peuvent être du même ordre que celles correspondant aux niveaux faiblement excités du noyau moyen étudié. Pour tenir compte de ce phénomène, nous avons mesuré les distributions angulaires des particules alpha diffusées sur le carbone et l'oxygène. Ceci permet de calculer les intensités que l'on doit retrancher à n'importe quel angle pourvu que l'intensité du pic correspondant à la diffusion sur l'impureté puisse être mesurée à un angle favorable. Ces corrections sont importantes dans le calcium qui s'oxyde facilement.

II - DIFFUSION DES PARTICULES ALPHA DE 44 MeV SUR LE CALCIUM-40

L'étude sur ^{40}Ca a été entreprise sur une suggestion de G. Brown. Considérant que la dernière couche est remplie tant en neutrons qu'en protons et qu'elle est de parité paire (1 d 3/2), que l'excitation se fait probablement par passage de particules sur les couches de parité impaire

suivantes (1 f 7/2 ou 2 p 3/2), Brown envisage que, lors d'une réaction de surface du type (α,α'), seuls les niveaux de parité impaire sont excités.

A la suite des études menées par Braams [54], Helm [55], Hirao [56], par diffusion d'électrons ou de protons, le schéma des niveaux excités connus de ^{40}Ca est le suivant :



Résultats

Les cibles de ^{40}Ca ont été obtenues par évaporation sous vide de calcium naturel (97 % ^{40}Ca). Les épaisseurs obtenues sont de l'ordre de 2 mg/cm².

La figure 19 représente le spectre énergétique obtenu à 26° par analyse magnétique ($\Delta E/E \sim 6.10^{-3}$). Quatre niveaux bien séparés, respectivement à Q = - 3,78 MeV, - 4,48 MeV, - 6,16 MeV et - 6,74 MeV ont été étudiés. Ces énergies sont déterminées à ± 0,07 MeV. Les figures 20, 21, 22 donnent les distributions angulaires associées aux diffusions élastique et inélastiques correspondant aux différents niveaux excités.

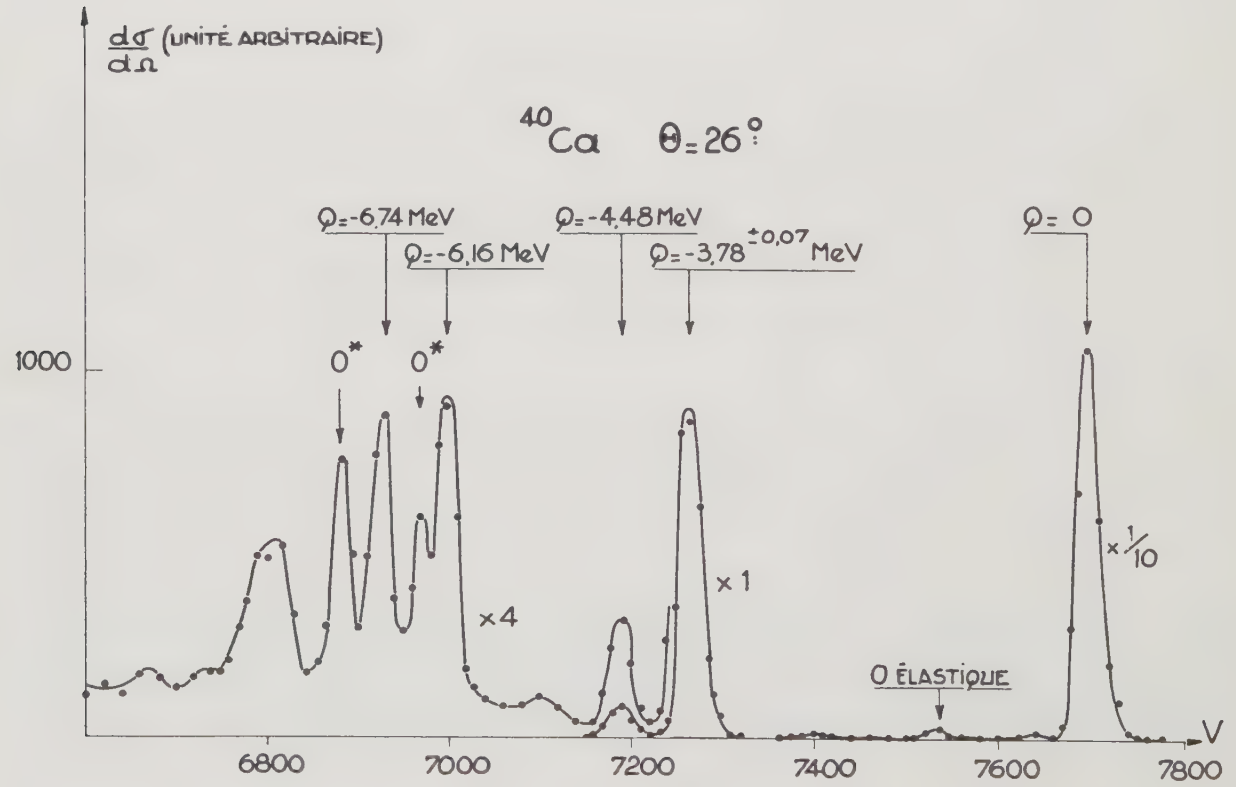


Fig. 19

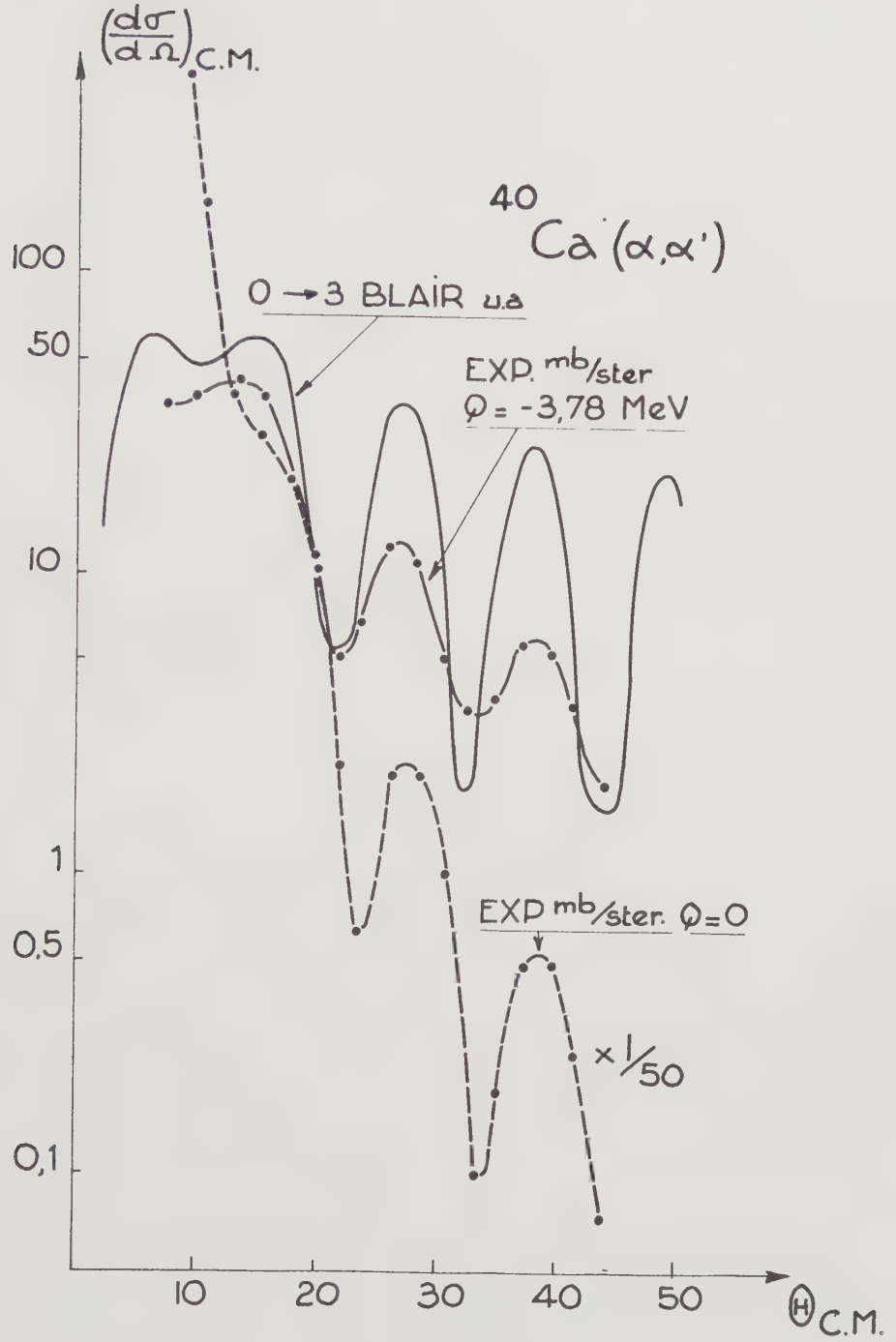

(dσ/dΩ)C.M.
40 Ca (α,α')
100
50
10
1
0,5
0,1
0 → 3 BLAIR u.a
EXP. mb/ster
Q = -3,78 MeV
EXP mb/ster. Q=0
× 1/50
10
20
30
40
50
ΘC.M.

Fig. 20

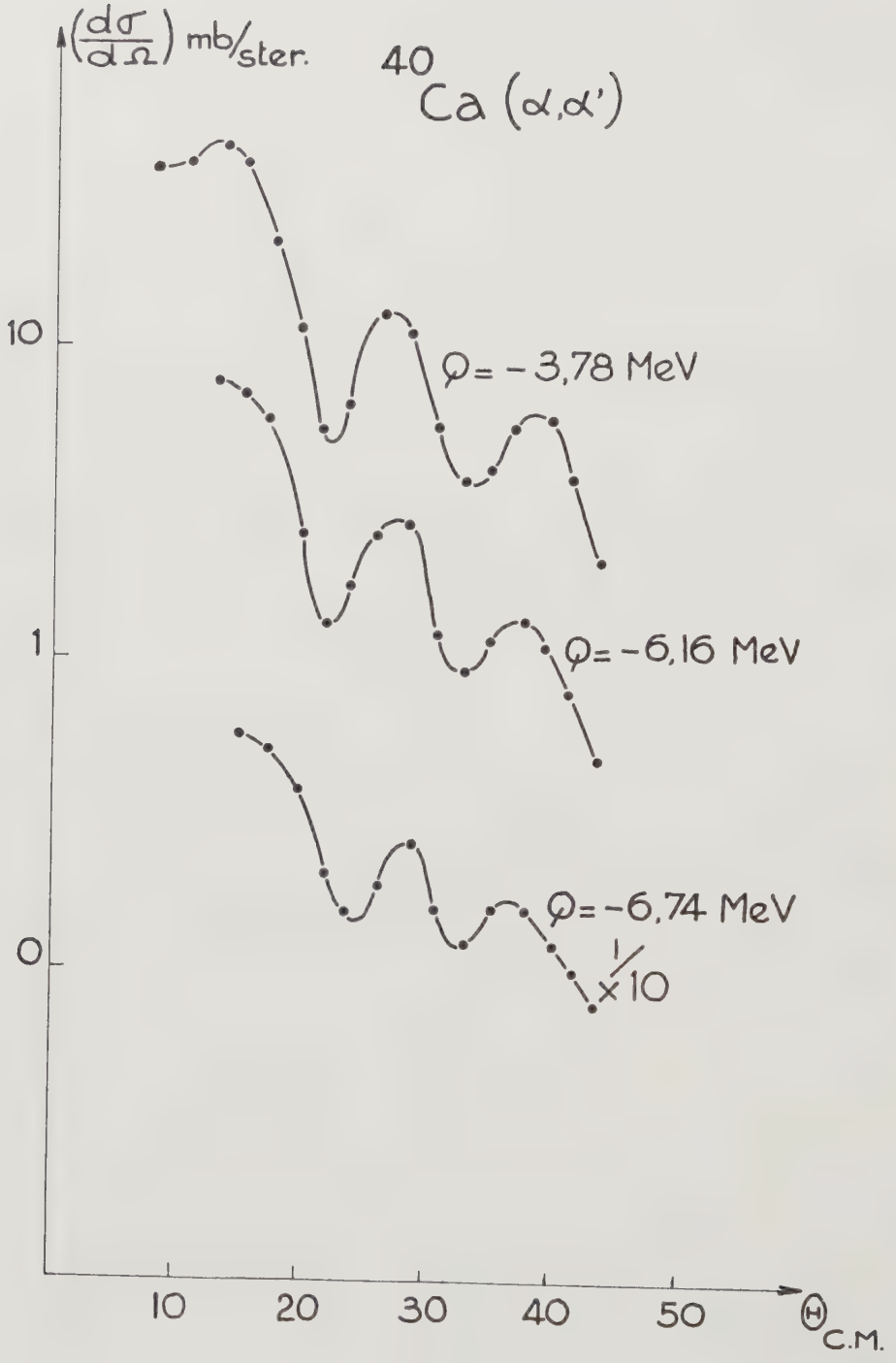

(dσ/dΩ) mb/ster.
40 Ca (α,α')
10
1
0
Q = -3,78 MeV
Q = -6,16 MeV
Q = -6,74 MeV
1/10 x
10
20
30
40
50
Θ C.M.

Fig. 21

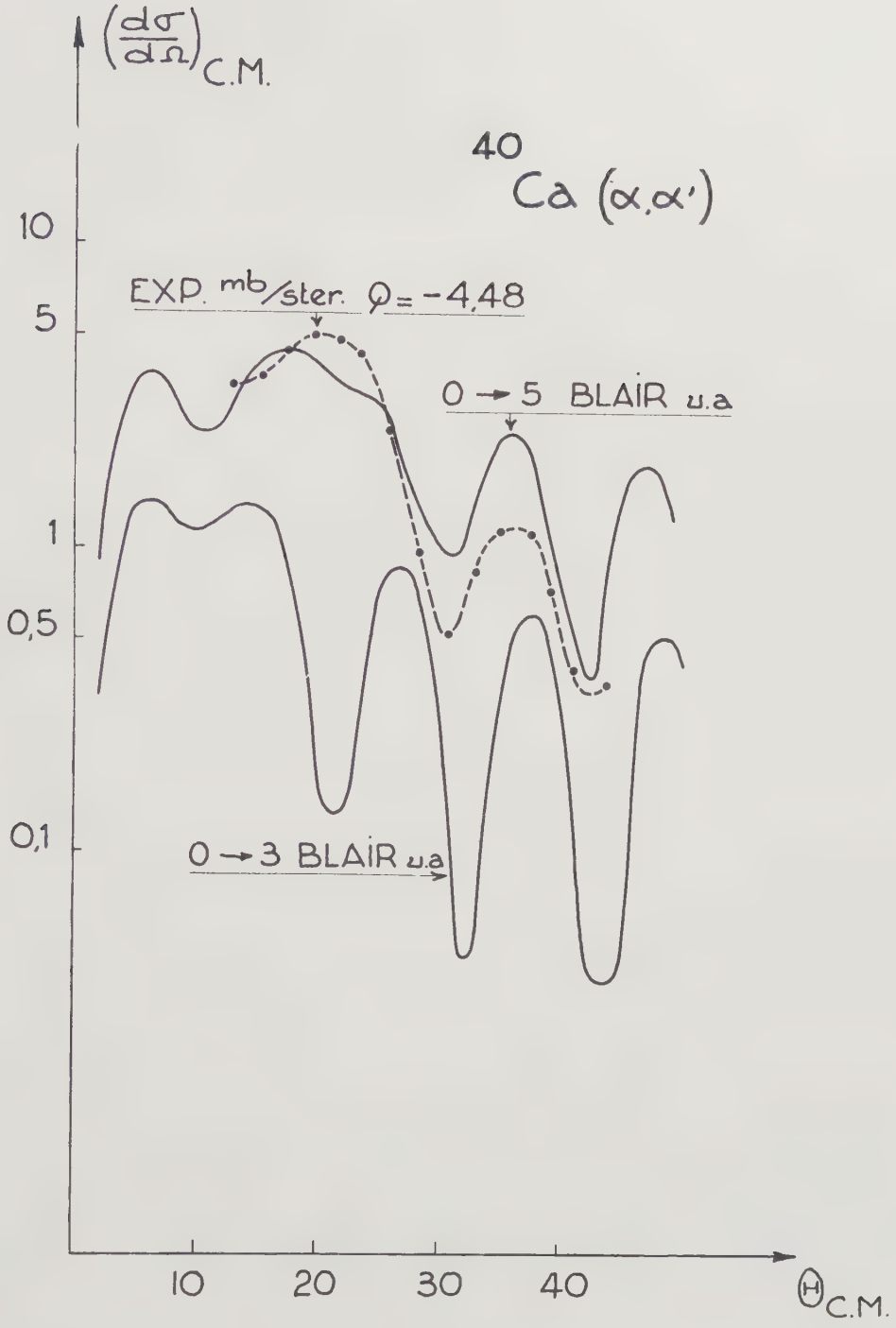

(dσ/dΩ)C.M.
40
Ca (α,α')
10
5
1
0,5
0,1
EXP. mb/ster. Q = -4,48
0 → 5 BLAIR u.a
0 → 3 BLAIR u.a
10
20
30
40
ΘC.M.

Fig. 22

La diffusion élastique peut être interprétée à l'aide d'un potentiel optique de Saxon de paramètres suivants (fig. 23) : V = 30 MeV, W = 16 MeV, a = 0,58 f, R = 5,917 f.

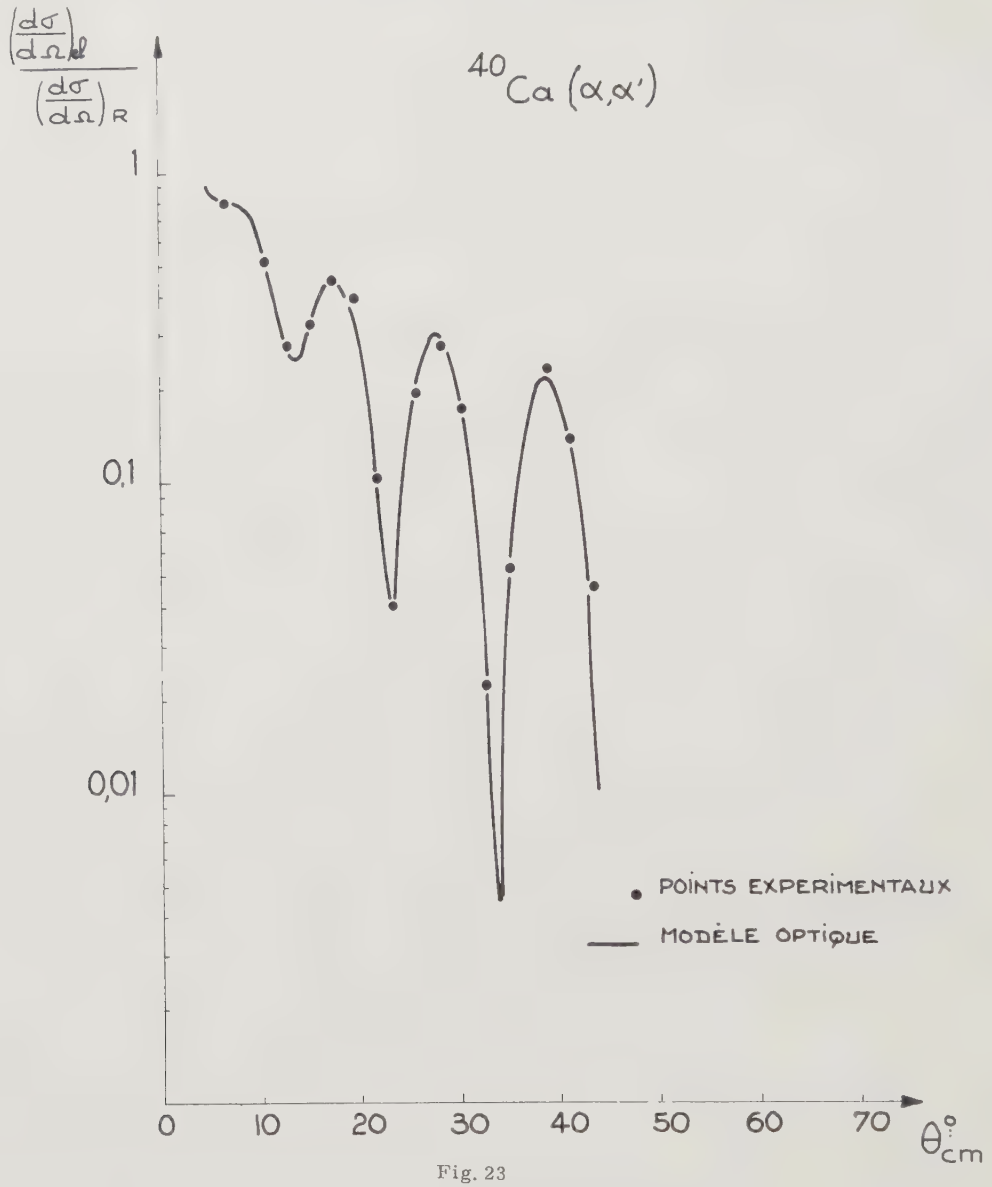


Fig. 23

Les différentes courbes présentent des oscillations qui, à l'exception de celles correspondant au niveau Q = - 4,48, sont en phase avec les oscillations de la distribution angulaire associée à la diffusion élastique. Dans l'approximation de Fraunhoffer on définit un rayon d'interaction à partir de la courbe de diffusion élastique (R = 6,62 f) et on peut calculer les distributions angulaires théoriques correspondant à des transitions $0 \rightarrow 1$. A un facteur de décroissance près, nous obtenons un bon accord entre les courbes expérimentales correspondant aux niveaux Q = - 3,78 MeV, - 6,16 MeV et - 6,74 MeV et la courbe $(d\sigma/d\Omega)$ $0 \rightarrow 3$ donnée par Blair. On en déduit que ces niveaux sont de parité négative.

Les oscillations de la distribution angulaire du niveau Q = - 4,48 MeV (fig. 22) tendent à se mettre en phase avec celles des autres distributions vers 40°, semblant indiquer une parité négative. Mais la première oscillation présente un aspect tout à fait différent : sa période est, en gros, le double de celle de l'oscillation suivante.

Ce comportement peut s'expliquer par la courbe $(d\sigma/d\Omega)$ $0 \rightarrow 5$ du modèle de Blair qui montre qu'il y a amortissement d'un minimum. Nous pouvons donc conclure au caractère négatif de la parité de ce niveau.

Discussion

Comparant nos résultats avec ceux déjà connus, étant donné l'accord des énergies mesurées, nous arrivons aux conclusions suivantes :

- Le niveau Q = - 3,35 MeV, 0^+, n'est pas excité de façon appréciable par diffusion inélastique de particules alpha.

- Le niveau Q = - 3,73 MeV, 3^-, est fortement excité et sa distribution angulaire correspond bien à l'expression donnée par Blair pour une transition 0→3.

- De la largeur expérimentale et de la position du pic à - 3,78 MeV nous déduisons que le niveau Q = - 3,9 MeV, 2^+ est peu ou pas excité.

- Les niveaux faiblement excités à Q = - 6,16 et - 6,76 MeV sont de parité négative, vraisemblablement 3^-, si l'approximation adiabatique reste valable pour ces fortes énergies d'excitation.

- Le niveau Q = - 4,48 MeV, à peu près aussi excité que les deux précédents, a une parité négative. L'allure générale de sa distribution angulaire est en accord avec la courbe théorique relative à la transition 0→5.

Récemment Bellicard (57) a montré, par diffusion d'électrons, que les spin et parité de ce niveau étaient bien 5^-. Gillet et Sanderson (58) ont montré récemment, par une généralisation du modèle de Brown et Bolsterli (59), qu'il devait y avoir, après le niveau 3^- à 3,73 MeV, un niveau 5^- vers 4,48 MeV. L'attribution de ce spin ne fait donc pas de doute et nous en concluons que, dans certains cas, nous pouvons discriminer les spins 3 et 5 pour un niveau donné à partir d'une étude simple de la distribution angulaire des particules alpha diffusées.

Conformément à l'hypothèse de Brown, les niveaux préférentiellement excités de ^{40}Ca par diffusion alpha sont de parité négative.

III - DIFFUSION DES PARTICULES ALPHA DE 44 MeV SUR LES NOYAUX PAIR-IMPAIR.

Nous avons vu au chapitre I que Blair a étendu, dans le cas de l'excitation à un phonon, la théorie de la diffusion diffractionnelle aux noyaux pair-impair de spin I.

Pour un couplage faible entre le cœur pair-pair et le nucléon célibataire, dans le cas d'une excitation collective d'ordre L du cœur pair-pair, on doit obtenir (2 I + 1) niveaux excités du noyau pair-impair (I < L). Les énergies de ces multiplets seraient groupées autour de l'énergie d'excitation correspondante du cœur pair-pair.

De plus, les sections efficaces de diffusion par le noyau pair-impair doivent être liées, à un facteur statistique près, à celle de la diffusion correspondante par le cœur pair-pair.

Nous avons cherché à vérifier cette extension dans le cas de ^{63}Cu et ^{65}Cu ($I = 3/2^-$) et ^{57}Fe ($I = 1/2^-$).

1/ Diffusion sur ^{63}Cu et ^{65}Cu

Nous avons utilisé tout d'abord pour ^{65}Cu le dispositif d'analyse par spectrométrie à scintillations dont la résolution en énergie est de l'ordre de 1,5 %. Nous avons obtenu les résultats suivants (fig. 24). A un niveau d'énergie d'excitation de l'ordre de 1,4 MeV correspondent des oscillations de la distribution angulaire en opposition de phase avec celles dues à la diffusion élastique. Au contraire, dans la région d'excitation de 3 à 4 MeV, les oscillations des distributions angulaires des trois niveaux résolus sont en phase avec celles dues à la diffusion élastique. On obtient donc l'allure diffractionnelle et les relations de phase déjà observées pour les réactions (α, α') sur les noyaux pair-pair.

L'utilisation de l'analyse magnétique avec une résolution énergétique de 6.10^{-3} a permis une meilleure séparation des niveaux et nous avons alors obtenu sept pics (fig. 25) dont les énergies d'excitation sont données par le tableau I.

Les oscillations des distributions angulaires des trois premiers niveaux sont en phase avec celles correspondant au pic à 1,4 MeV de la figure 24 alors que celles correspondant aux quatre niveaux suivants sont en opposition de phase.

Dans le cadre de la théorie de Blair les trois premiers niveaux correspondent à une transition ΔL pair, les quatre derniers à une transition ΔL impair. On peut donc interpréter ces pics

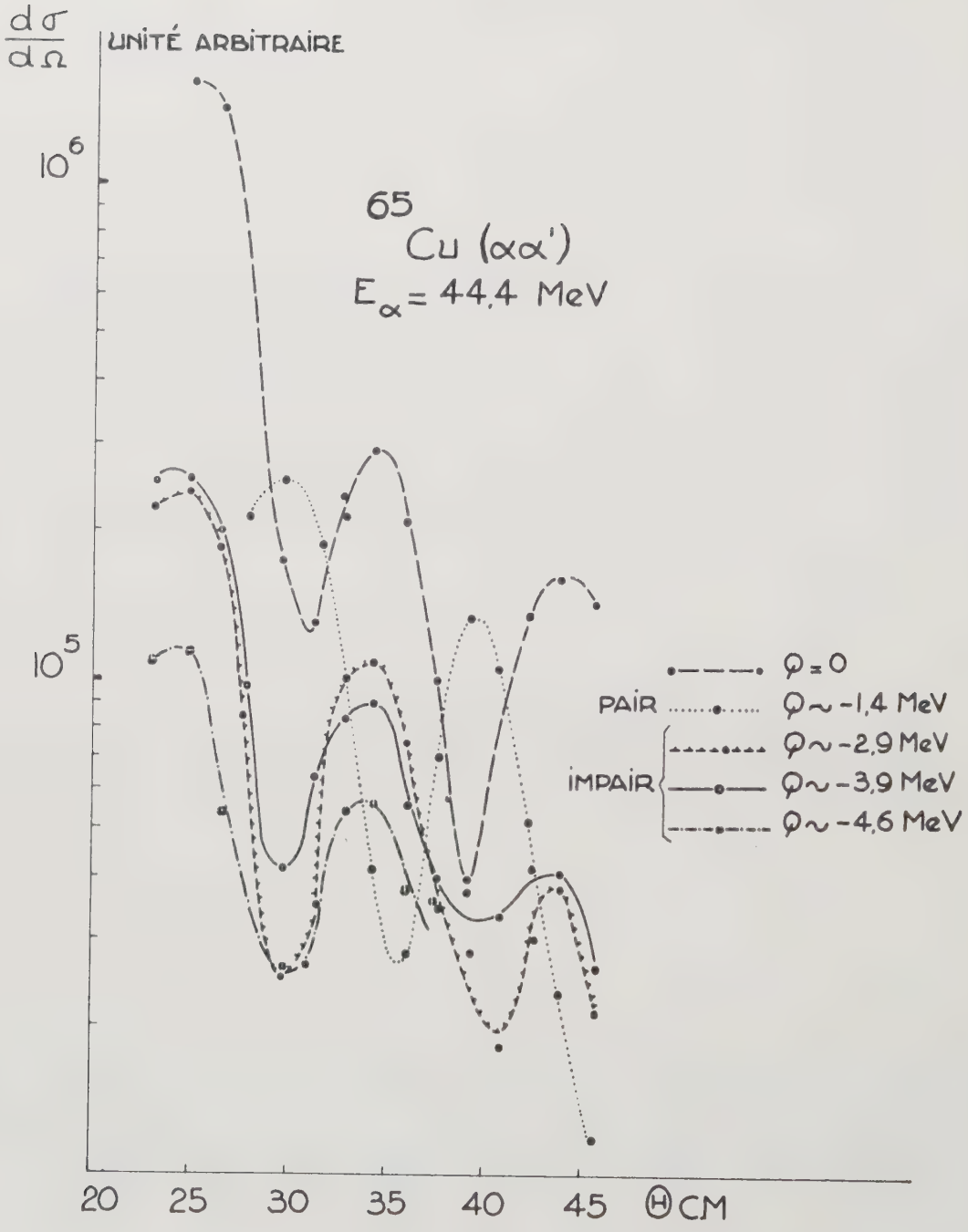

dσ/dΩ
UNITÉ ARBITRAIRE
10^6
10^5
65 Cu (αα')
E_α = 44,4 MeV
Q = 0
PAIR
Q ~ -1,4 MeV
IMPAIR
Q ~ -2,9 MeV
Q ~ -3,9 MeV
Q ~ -4,6 MeV
20
25
30
35
40
45
Θ CM

Fig. 24

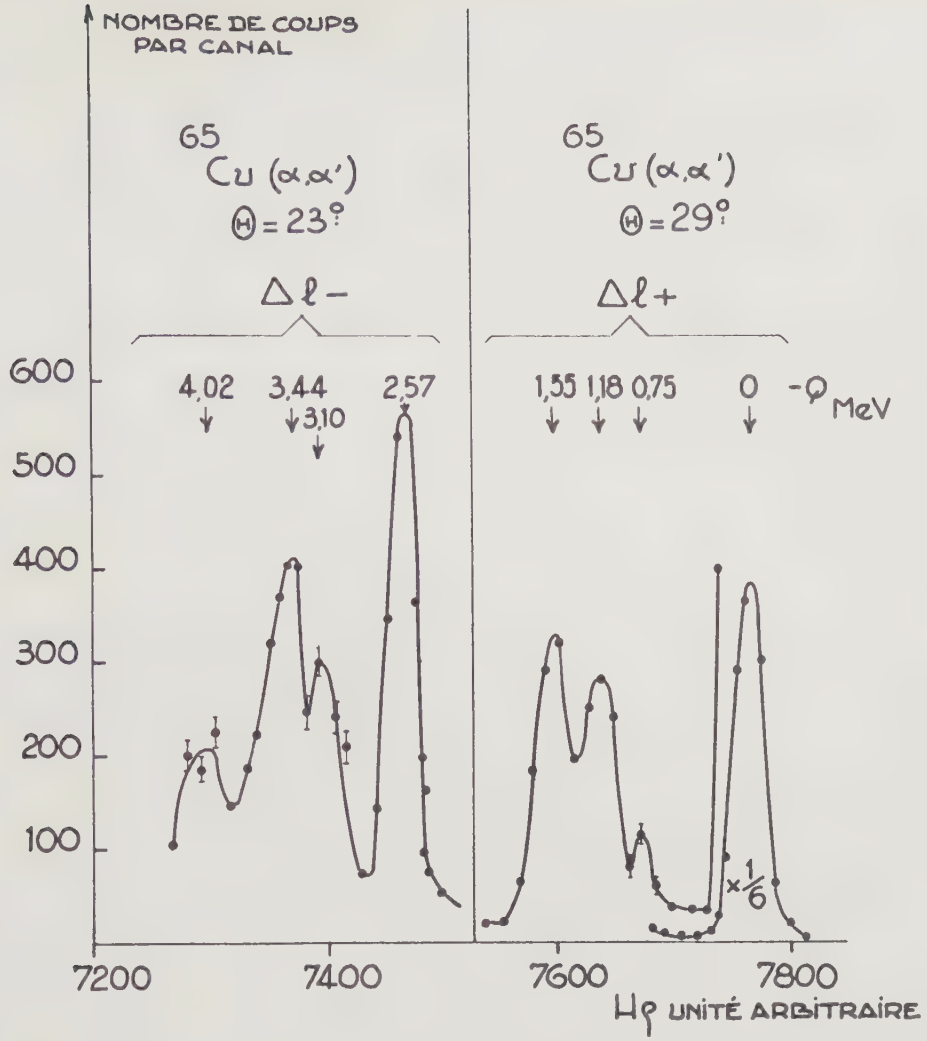


Fig. 25

comme des quadruplets dus au couplage des excitations quadrupolaire dans le premier cas, octupolaire dans le second, du cœur pair-pair soit ^{64}Ni avec le 29ème proton p 3/2 complétant le noyau de ^{65}Cu. Dans le cas de la transition ΔL pair, on n'obtient que trois niveaux. Ricci (60) a étudié ^{65}Cu par radioactivité : il obtient, dans la région de 1 MeV, les mêmes valeurs que les nôtres pour les énergies des niveaux excités et, de plus, trouve un niveau supplémentaire dont l'énergie d'excitation diffère de 100 keV de celle du niveau à 1,55 MeV. Cette différence ne peut être mise en évidence par notre dispositif expérimental et c'est pourquoi nous n'obtenons que trois pics pour le premier quadruplet. Les énergies des trois premiers niveaux sont à peu près centrées sur celle de la transition quadrupolaire de ^{64}Ni soit 1,34 MeV.

Dans le cas de la transition octupolaire, il y a une certaine diminution de la moyenne des énergies du quadruplet par rapport à celle du niveau 3^- à 3,8 MeV de ^{64}Ni.

La détermination des spins des niveaux à partir des intensités d'excitation n'apparaît pas possible car les poids statistiques théoriques ne sont pas respectés.

Toutefois la valeur $1/2^-$ attribuée par radioactivité du niveau à 0,75 MeV est compatible avec nos mesures. Dans le cadre du modèle de Blair, il semble aussi que nous puissions attribuer au niveau d'énergie d'excitation 4,02 MeV correspondant à la transition $\Delta l = 3$ la valeur $3/2^+$ pour le spin et la parité.

Pour ^{63}Cu, l'étude a été faite à l'aide de l'analyse magnétique. Les spectres d'énergies (fig. 26) et les distributions angulaires obtenues sont très analogues à ceux de ^{65}Cu. Les énergies d'excita-

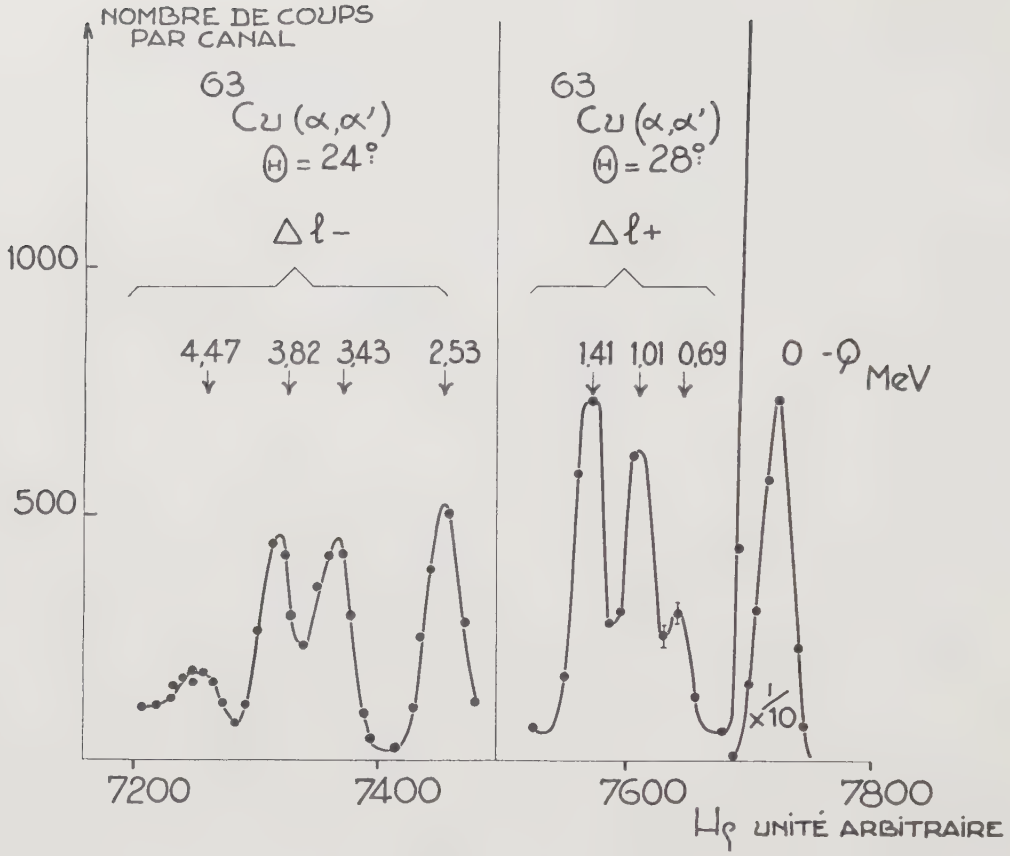


Fig. 26

tion des différents niveaux sont données sur le tableau I. Pour la transition ΔL pair, les énergies mesurées sont en accord avec les analyses de Ricci (60) par radioactivité.

2/ Diffusion sur ^{57}Fe

^{57}Fe ayant un spin et parité $1/2^-$ nous pensions mettre en évidence deux doublets correspondant aux vibrations quadrupolaire et octupolaire de ^{56}Fe. Toutefois les spectres expérimentaux ont été difficiles à interpréter par suite de la présence dans les cibles de 30 à 50 % de ^{56}Fe. Nous n'avons pas pu observer de doublet correspondant à la transition $\Delta L = 2$.

Par contre, nous avons mis en évidence un doublet fortement excité (énergies d'excitation 4,12 et 4,63 MeV ± 0,1 MeV) correspondant au niveau 3^- de 4,37 MeV de ^{56}Fe (fig. 27).

Les résultats ci-dessus montrent que l'extension de la théorie de Blair aux niveaux des noyaux pair-impair à partir de ceux des noyaux pair-pair voisins est valable. Les prédictions de l'hypothèse du couplage faible concernant la présence de multiplets sont confirmées. Toutefois ce n'est qu'une première approximation car les intensités relatives d'excitation ne suivent pas les facteurs statistiques théoriques.

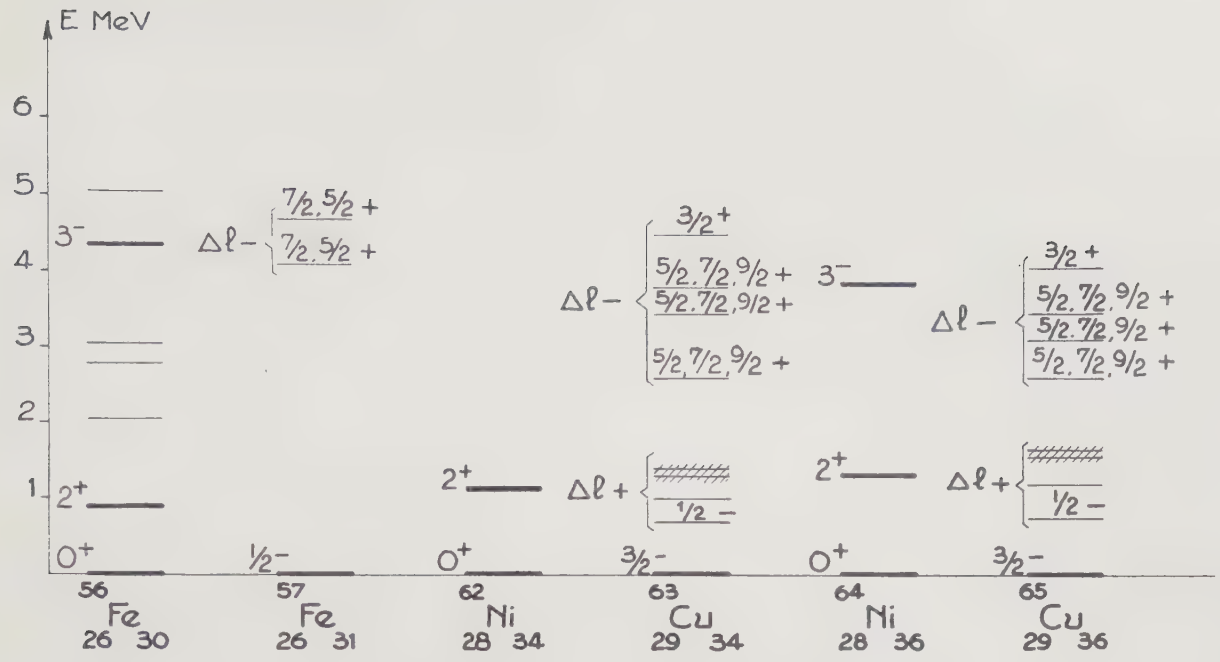


Fig. 27

Tableau I

	Δ L = 2	Δ L = 3
$^{56}_{26}Fe_{30}$	0,83	4,37
$^{57}_{26}Fe_{31}$	Domaine d'énergie non exploré	4,12 - 4,63 (±0,1)
$^{62}_{28}Ni_{34}$	1,1	
$^{63}_{29}Cu_{34}$	0,69 - 1,01 - 1,41 (±0,07)	2,59 - 3,43 - 3,82 - 4,47 (±0,07)
$^{64}_{28}Ni_{36}$	1,34	3,84
$^{65}_{29}Cu_{36}$	0,75 - 1,18 - 1,55 (±0,07)	2,57 - 3,10 - 3,44 - 4,02 (±0,07)

Energies (en MeV) des niveaux préférentiellement excités par diffusion (α, α') sur les noyaux pair-impair. Comparaison avec les énergies d'excitation des niveaux correspondants du cœur pair-pair.

IV - DIFFUSION DES PARTICULES ALPHA SUR ^{56}Fe, ^{58}Ni, ^{60}Ni, ^{64}Ni, ^{64}Zn, ^{66}Zn, ^{68}Zn

Les cibles d'isotopes séparés fournies par les Centres de Séparation de Harwell et Oak-Ridge ont, dans le cas des noyaux pair-pair, un enrichissement minimum de l'ordre de 98 %. Les épaisseurs de cible varient de 1,5 à 4 mg/cm^2.

1/ Résultats

a) ^{56}Fe et ^{58}Ni

Les distributions angulaires des particules alpha diffusées par ces deux éléments sont obtenues à l'aide du dispositif d'analyse magnétique décrit au chapitre II. La résolution est de 6.10^{-3}. La figure 28 présente les spectres d'énergie des particules alpha émises à un angle donné. Dans le cas de ^{56}Fe nous identifions six niveaux excités dénotés de A à F dont les énergies d'excitation sont données par le tableau II. Dans le cas de ^{58}Ni, nous obtenons dix niveaux dénotés de A à H (tableau II). La figure 29 permet de comparer les énergies des niveaux que nous excitions avec celles des niveaux déjà connus. Dans le cas où ils ont été déterminés sûrement, nous indiquons le spin et la parité.

Tableau II

Energies (en MeV) des niveaux préférentiellement excités par diffusion α, α' des noyaux pair-pair.

	A	B	C	D	E	F	F'	G	G'	H
^{56}Fe	0,83	2,04	2,57	3,07	4,37	5,04		Domaine non étudié		
^{58}Ni	1,42	2,48	2,94	3,4	4,39	5,34	5,66	6,66	6,96	7,71
^{60}Ni	1,33	Domaine non étudié			4	5,3		6,5		
^{64}Ni	1,34	"	"	"	3,84	Domaine non étudié				
^{64}Zn	1,05	1,73	2,15		2,93	"	"	"		
^{66}Zn	1,08	1,8	2,4		2,87	"	"	"		
^{68}Zn	1,04	1,8			2,76	"	"	"		

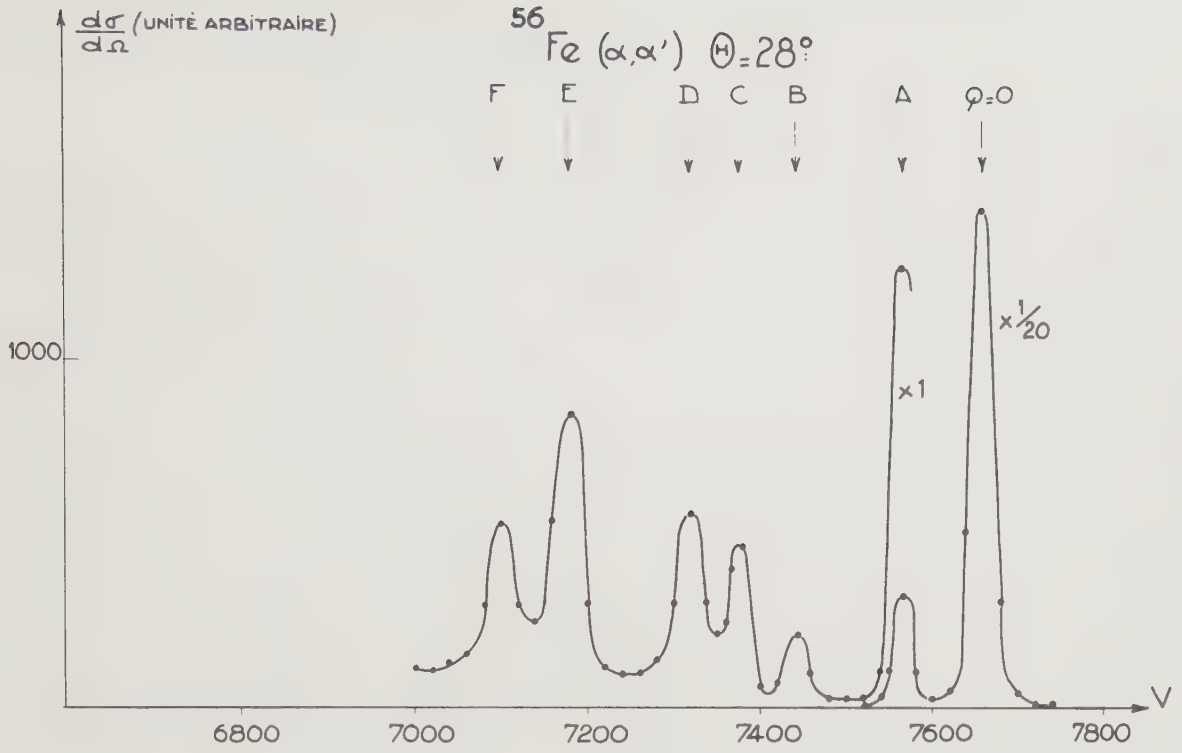
Les figures 30 et 30 bis, dans le cas de ^{56}Fe et 31 et 31 bis, dans le cas de ^{58}Ni, représentent les distributions angulaires associées à chacun des niveaux excités ainsi qu'à la diffusion élastique (Q = 0). On reconnaît tout de suite le comportement diffractionnel dû aux réactions de surface. Les distributions angulaires, dont les oscillations sont en opposition de phase avec celles de la distribution associée à la diffusion élastique, sont représentées sur les figure 30 et 31, celles dont les oscillations sont en phase sur les figures 30 bis et 31 bis.

Dans le cas de ^{58}Ni, les niveaux F et F' sont mal séparés, leurs énergies d'excitations étant très voisines. De plus, la présence d'un fond relativement important rend le calcul des intensités délicat. Le comportement en fonction de l'angle de diffusion des distributions associées à F et F' étant le même, nous avons préféré représenter sur la figure la somme des sections efficaces différentielles correspondant à F et F'. Le cas des niveaux G et G' sur la figure 31 bis est semblable.

b) ^{60}Ni, ^{64}Ni, ^{64}Zn, ^{66}Zn, ^{68}Zn.

L'étude de ces noyaux est effectuée avec un dispositif de spectrométrie par scintillations (42) dont la résolution en énergie n'est que de 1,5 %.

Les spectres énergétiques des particules alpha diffusées à un angle fixe par ^{58}Ni, ^{60}Ni et ^{64}Ni sont représentés sur la figure 32. Par comparaison avec la figure 28 dans le cas de ^{58}Ni, on voit que les niveaux sont moins bien séparés que dans le cas de l'analyse magnétique et que le fond parasite est beaucoup plus important, ce qui rend les calculs d'intensité plus difficiles. Les niveaux qui apparaissent sur la figure 32 dans la région des 13 MeV sont dus à des noyaux ^3He de la réaction (α, ^3He). Ceci a été établi grâce à l'analyse magnétique des particules diffusées. Les énergies d'excitation des niveaux que nous avons obtenus sont données par le tableau II. Les distributions


dσ/dΩ (UNITÉ ARBITRAIRE)
56 Fe (α,α') Θ=28°
F E D C B A Q=0
1000
×1
×1/20
6800 7000 7200 7400 7600 7800
V

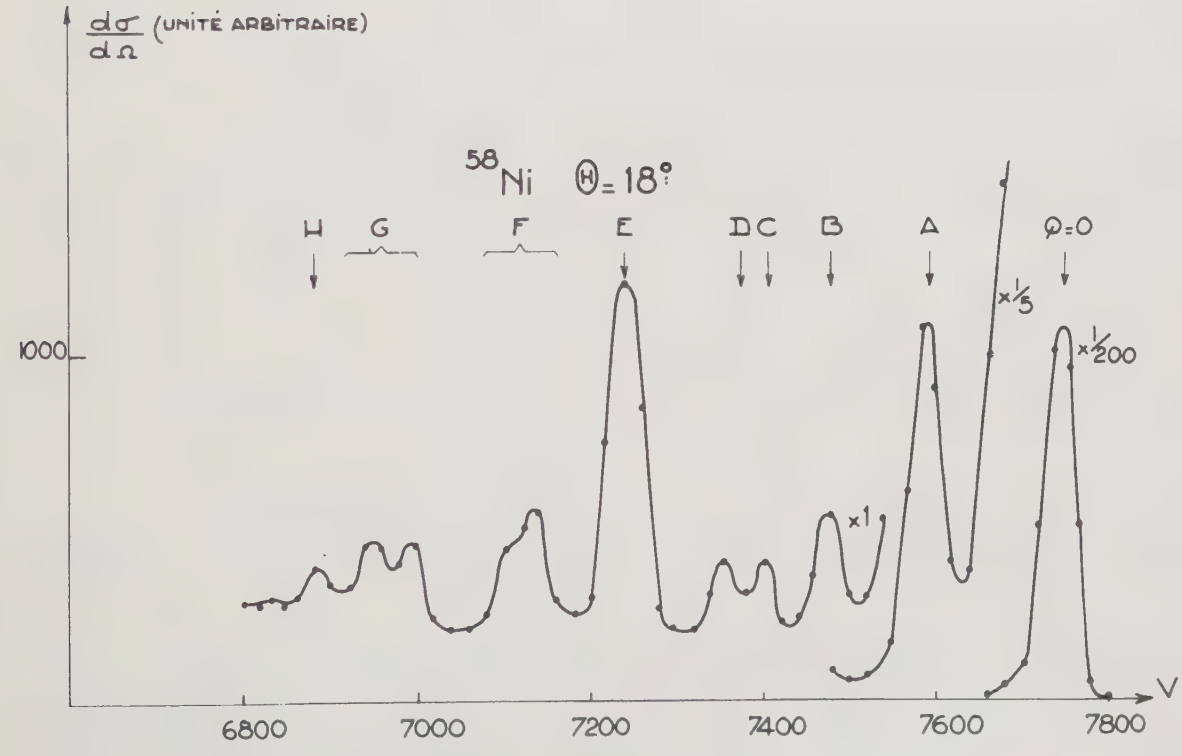

dσ/dΩ (UNITÉ ARBITRAIRE)
58 Ni Θ=18°
H G F E D C B A Q=0
1000
×1
×1/3
×1/200
6800 7000 7200 7400 7600 7800
V

Fig. 28

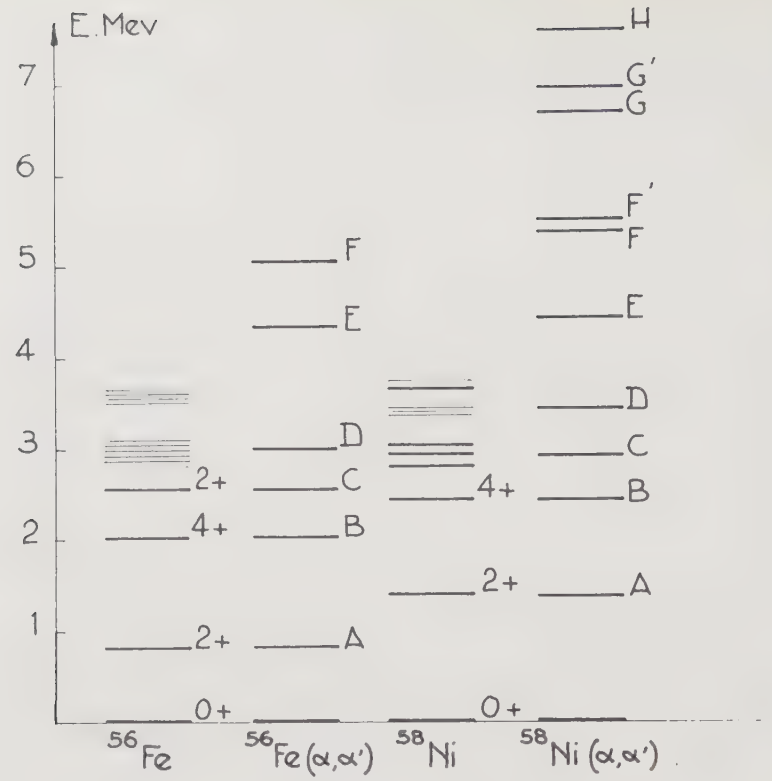


Fig. 29

angulaires correspondant à la diffusion sur ^{60}Ni sont représentées sur la figure 33. Dans le cas de ^{64}Ni le comportement des distributions est tout à fait semblable.

L'étude des isotopes du zinc a été menée de la même manière pour des variations de l'angle de diffusion de 20 à 60° et par analyse magnétique lorsque l'angle est inférieur à 20°. Seuls les deux niveaux plus intenses ont été observés (niveaux A et E). Les énergies d'excitation sont données par le tableau II. Nous donnons sur la figure 34 les distributions angulaires des particules diffusées par ^{64}Zn dans le cas des diffusions élastique et inélastiques (niveaux A et E). Nous avons vérifié que, dans le cas de la diffusion par ^{66}Zn et ^{68}Zn, les distributions angulaires sont tout à fait semblables.

2/ Discussion

a) Diffusion élastique

Toutes les distributions angulaires correspondant à la diffusion élastique des particules (figures 30, 31, 33, 34) présentent un aspect commun : forte décroissance d'avant en arrière et oscillations marquées.

Dans le cadre du modèle diffractionnel, nous pouvons établir, pour chacun des noyaux, une valeur du rayon d'interaction connaissant les arguments des maximums et des minimums.

Ces valeurs de rayon seront reprises pour le calcul théorique des distributions angulaires correspondant à la diffusion inélastique. Nous obtenons 6,6 f pour ^{56}Fe, 6,5 f et 6,53 f pour ^{58}Ni et ^{60}Ni et 6,75 f pour ^{64}Zn.

Nous avons vérifié, dans le cas de ^{58}Ni, la précision de la mesure des valeurs absolues de la section efficace de diffusion. Récemment Broek, Yntema et Zeidman [61] ont étudié la diffusion des particules alpha de 43 MeV sur ^{58}Ni. Nous avons comparé leurs valeurs avec les nôtres sur la figure 35. L'accord est très bon. Satchler [62] ainsi que Buck [63] ont calculé les valeurs de la section efficace différentielle dans le cadre du modèle optique avec un potentiel de Saxon. Ils obtiennent un bon accord pour les valeurs suivantes des paramètres (fig. 35) : V = 47,6 MeV, W = 13,8 MeV, R = 6,2 f, a = 0,55 f.

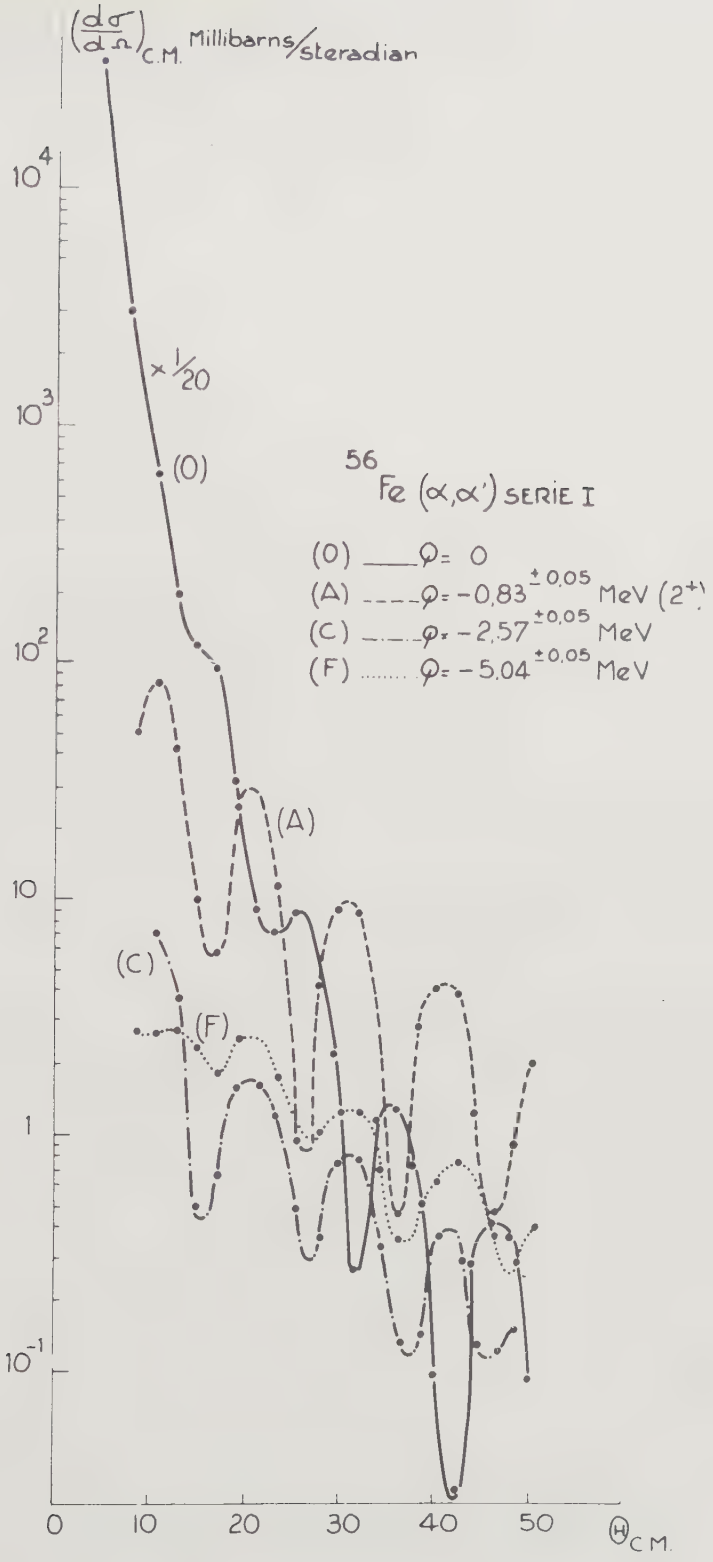

(dσ/dΩ)C.M. Millibarns/steradian
10^4
10^3
10^2
10
1
10^-1
× 1/20
(0)
(A)
(C)
(F)
56 Fe (α,α') SERIE I
(0) ____ Q= 0
(A) ---- Q= -0,83 ±0,05 MeV (2+)
(C) -.-.- Q= -2,57 ±0,05 MeV
(F) ..... Q= -5,04 ±0,05 MeV
0
10
20
30
40
50
θC.M.

Fig. 30

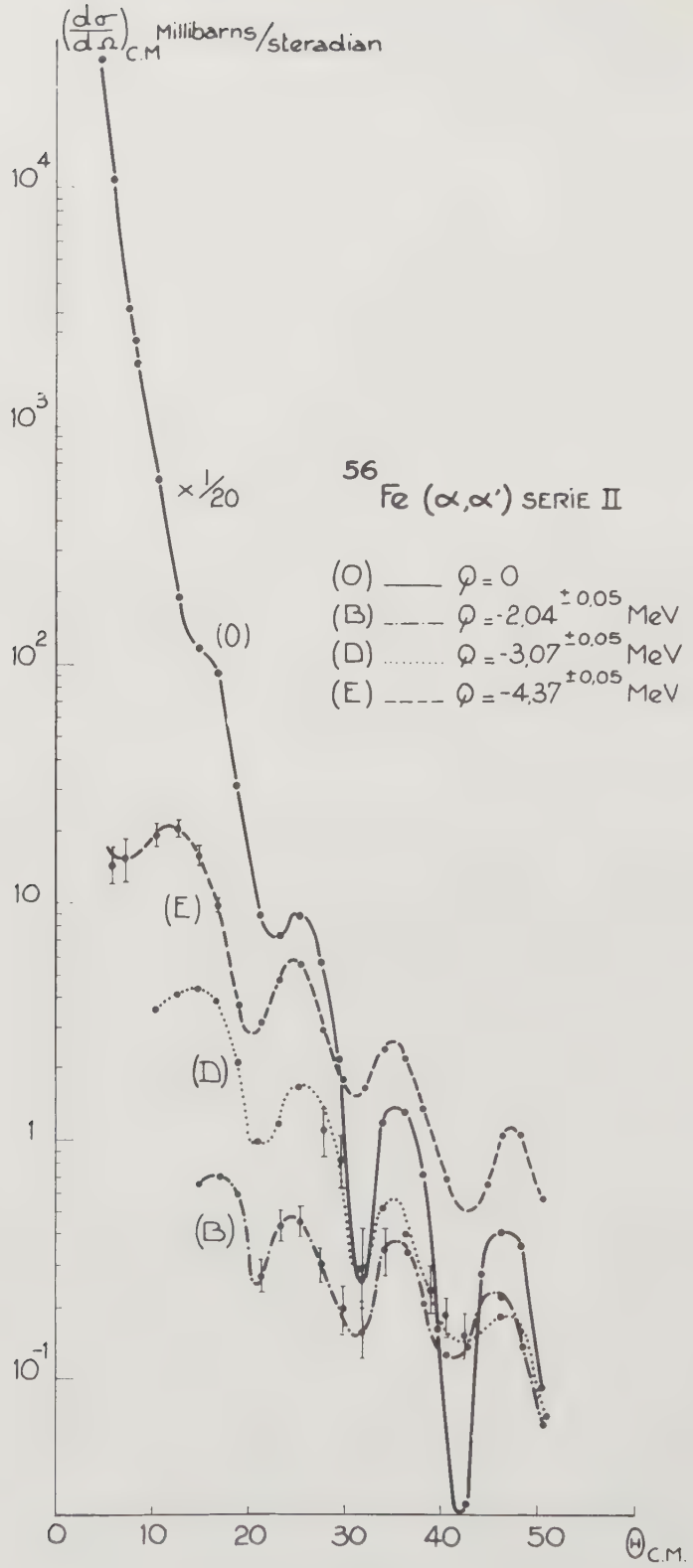

(dσ/dΩ)C.M Millibarns/steradian
10^4
10^3
10^2
10
1
10^-1
× 1/20
(0)
(E)
(D)
(B)
56 Fe (α,α') SERIE II
(0) —— Q = 0
(B) -.-.- Q = -2,04 ± 0,05 MeV
(D) ..... Q = -3,07 ± 0,05 MeV
(E) ---- Q = -4,37 ± 0,05 MeV
0
10
20
30
40
50
θC.M.

Fig. 30 bis

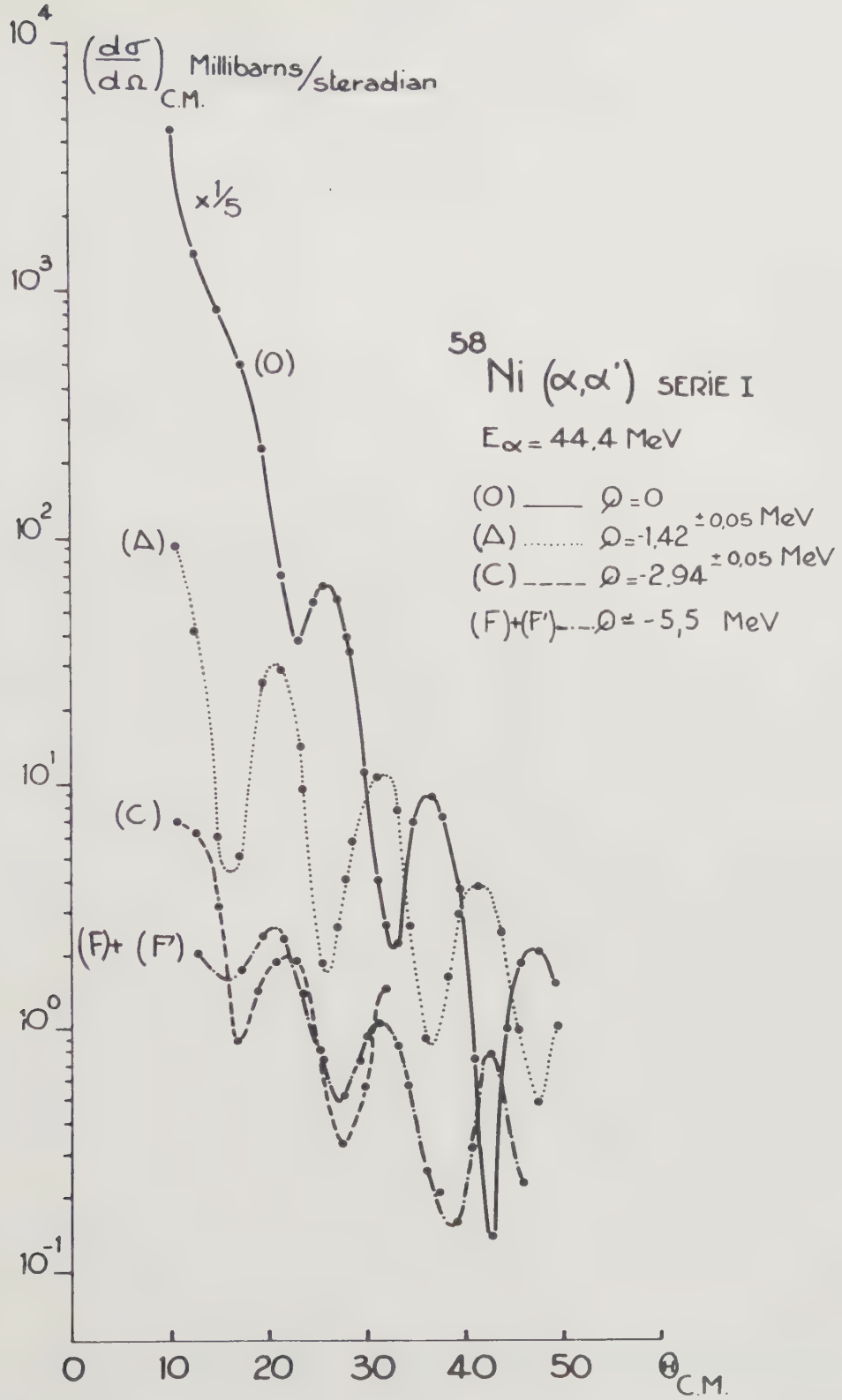

10^4
$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{C.M.}$ Millibarns/steradian
x1/5
10^3
(0)
^{58}Ni (α,α') SERIE I
E_α = 44,4 MeV
(0) ____ Q = 0
(Δ) ..... Q = -1,42 ± 0,05 MeV
(C) ---- Q = -2,94 ± 0,05 MeV
(F)+(F') -.-.- Q ≃ -5,5 MeV
10^2
(Δ)
10^1
(C)
(F)+ (F')
10^0
10^{-1}
0
10
20
30
40
50
$\theta_{C.M.}$

Fig. 31

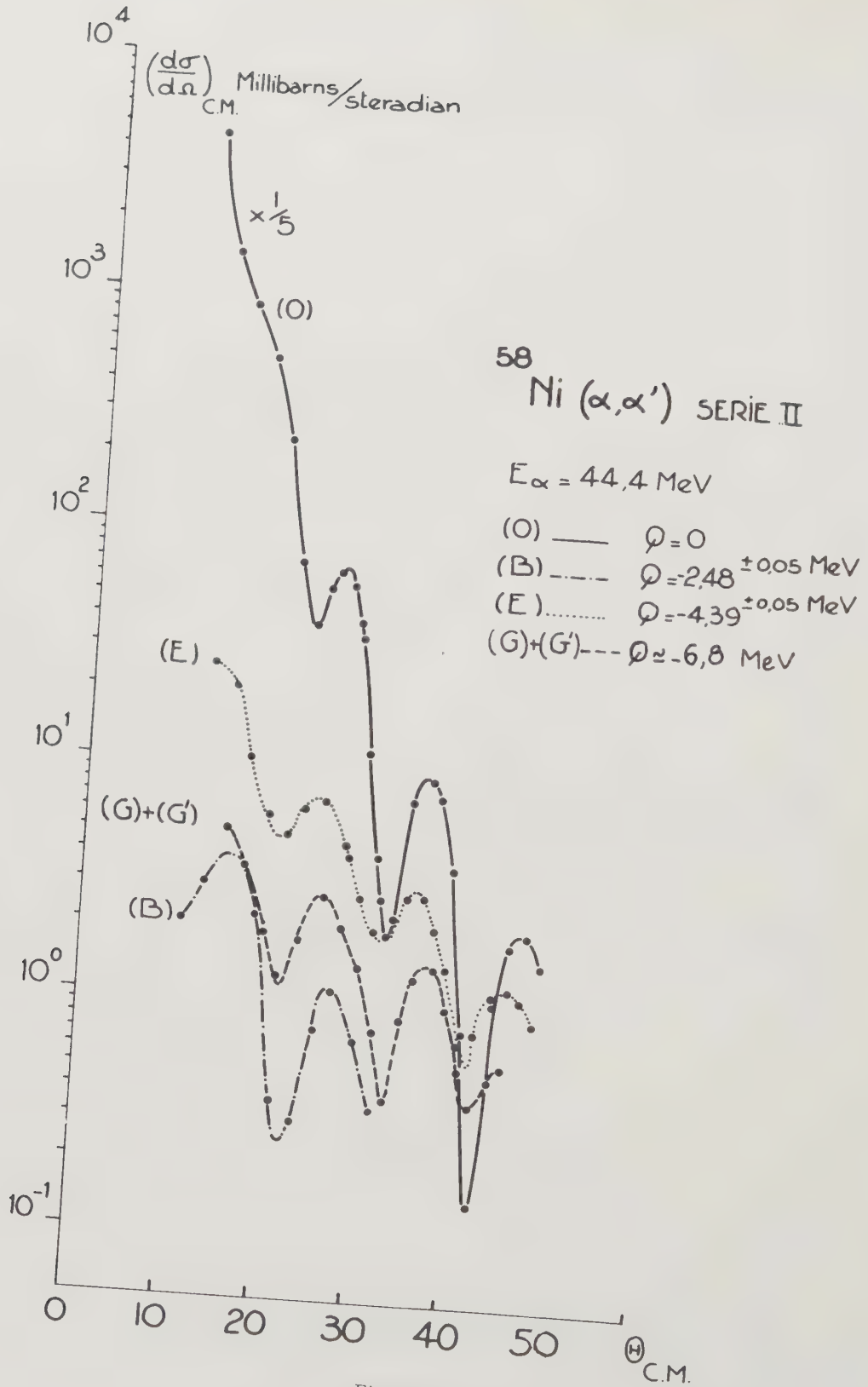
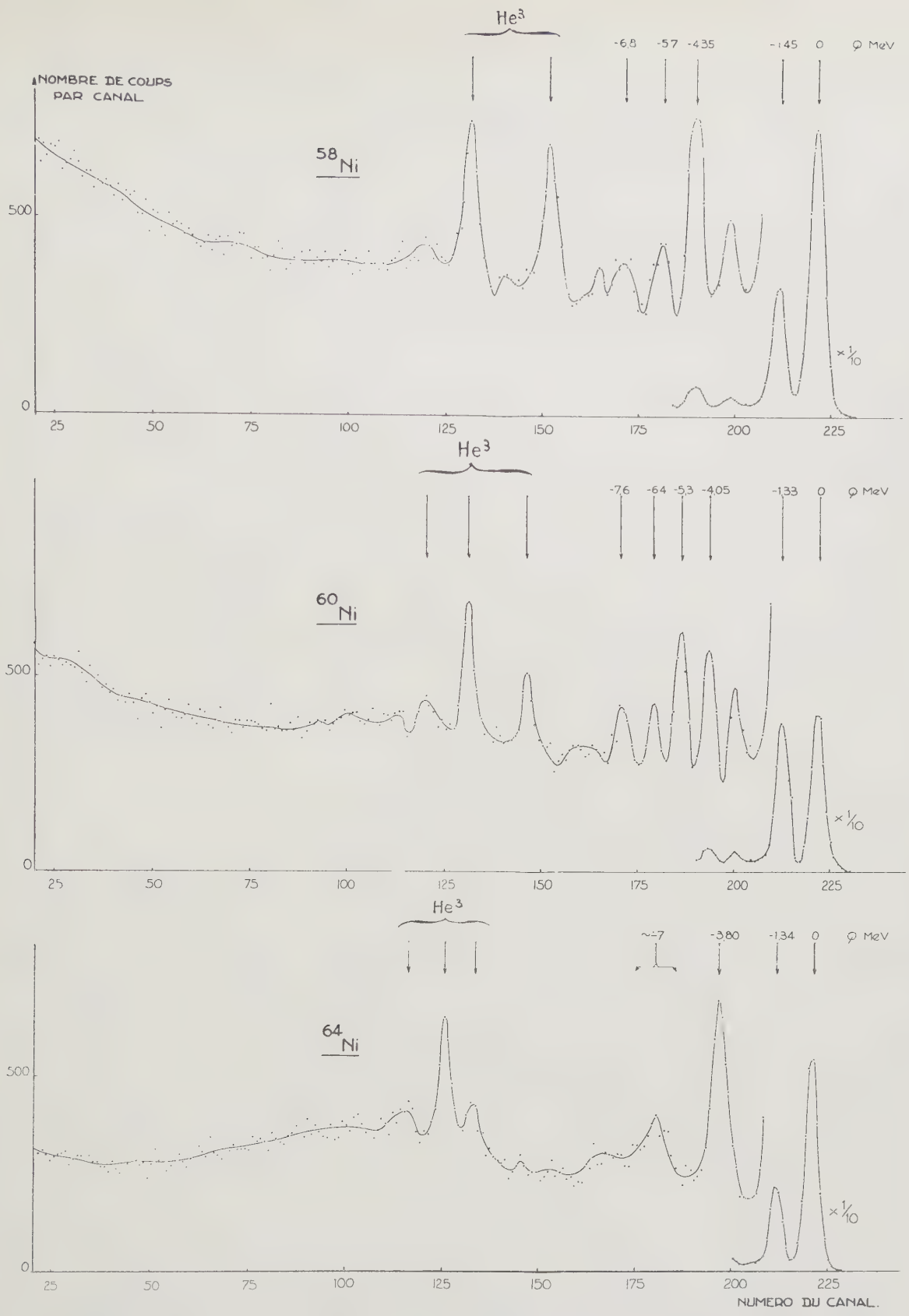

10^4
$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{C.M.}$ Millibarns/steradian
$\times \frac{1}{5}$
10^3
(O)
10^2
(E)
10^1
(G)+(G')
(B)
10^0
10^{-1}
0
10
20
30
40
50
$\Theta_{C.M.}$
^{58}Ni (α,α') SERIE II
E_α = 44,4 MeV
(O) —— Q = 0
(B) -.-.- Q = -2,48 ± 0,05 MeV
(E) ..... Q = -4,39 ± 0,05 MeV
(G)+(G') --- Q ≃ -6,8 MeV

Fig. 31 bis



SPECTRES D'ÉNERGIE DES α DIFFUSÉES
A $\Theta_{LAB} = 29°5$ $E\alpha = 44,4$ MeV

Fig. 32

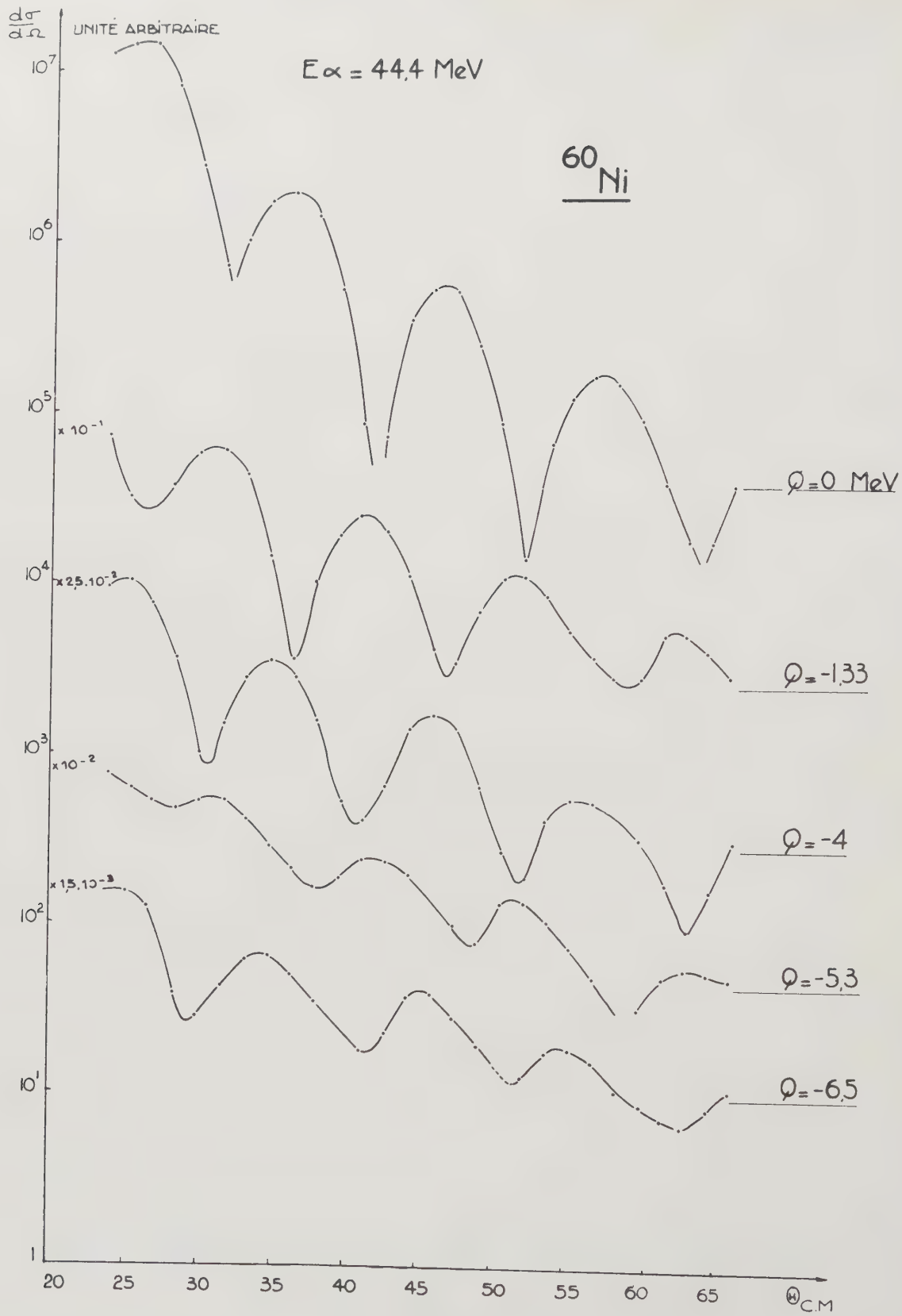

dσ/dΩ
UNITÉ ARBITRAIRE
Eα = 44,4 MeV
60Ni
10^7
10^6
10^5
x 10^-1
Q=0 MeV
10^4
x 25.10^-3
Q=-1,33
10^3
x 10^-2
Q=-4
x 15,10^-3
10^2
Q=-5,3
10^1
Q=-6,5
1
20
25
30
35
40
45
50
55
60
65
θC.M

Fig. 33

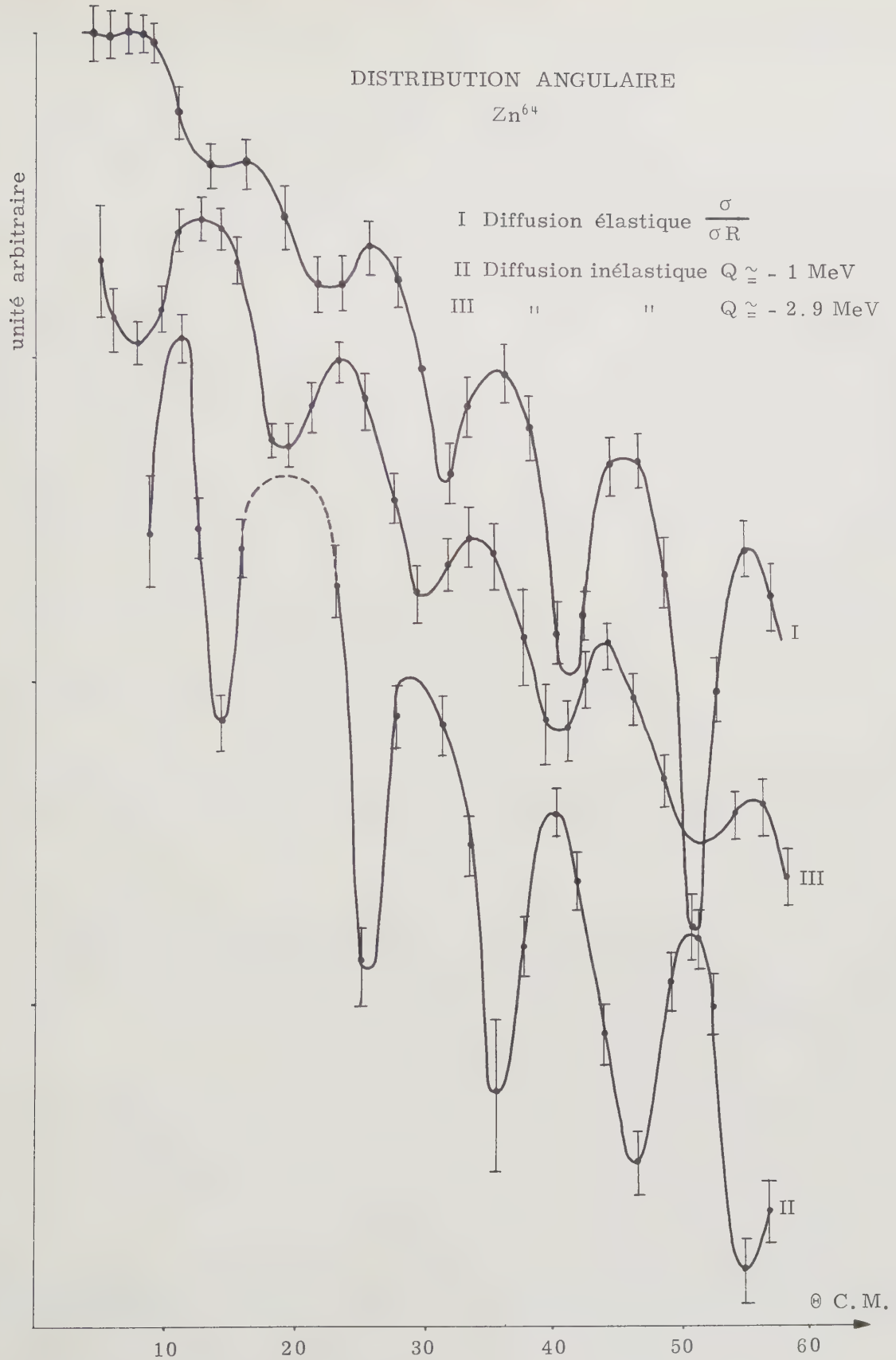

DISTRIBUTION ANGULAIRE
Zn^{64}
unité arbitraire
I Diffusion élastique $\frac{\sigma}{\sigma R}$
II Diffusion inélastique Q ≃ - 1 MeV
III " " Q ≃ - 2.9 MeV
I
III
II
Θ C.M.
10
20
30
40
50
60

Fig. 34

Nous avons présenté aussi sur la figure la distribution angulaire calculée à partir du modèle diffractionnel c'est-à-dire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = k^2 R^4 \left[\frac{J_1 (k R \vartheta)}{k R \vartheta} \right]^2$$

L'ordre de grandeur des sections efficaces est respecté et, pour R = 6,51 f, nous obtenons bien les mêmes valeurs des arguments des maximums et minimums pour les distributions théorique et expérimentale. La décroissance générale de la distribution angulaire n'est pas respectée. Ceci est dû au fait que le modèle ne tient pas compte de la diffusion coulombienne et fait intervenir une coupure brusque de l'absorption.

b) Niveaux A

Ces niveaux (fig. 30, 31, 33, 34) sont les plus intenses parmi ceux correspondant à une diffusion inélastique. Ils sont bien connus et on leur a attribué les spins et parité 2 . Effectivement, dans le cadre du modèle diffractionnel, nous attribuons la parité + à chacun des niveaux A, les oscillations des distributions angulaires étant toujours en opposition de phase avec celles correspondant à la diffusion élastique. Le noyau étant décrit à l'aide du modèle vibrationnel, le niveau A est considéré comme le niveau d'excitation quadrupolaire à un phonon de la bande des vibrations.

Si nous utilisons l'approximation adiabatique et la méthode des ondes partielles pour décrire l'interaction, nous pouvons déterminer l'épaisseur de surface Δ/L et la valeur du paramètre de déformation β_2 , le noyau étant décrit dans le cadre du modèle rotationnel en raison d'une formulation mathématique plus simple. De β_2 on déduit immédiatement la valeur de la constante de tension superficielle quadrupolaire C_2 intervenant dans le modèle vibrationnel. Nous avons représenté sur la figure 36 le cas de ^{58}Ni.

On obtient un bon accord avec l'expérience pour les valeurs suivantes des paramètres :

$$\Delta/L = 0,065 \text{ et } \beta_2 = 0,217 \text{ ou } C_2 = 79 \text{ MeV.}$$

La théorie D.W.B.A. (62) (63) conduit à un résultat tout à fait équivalent puisque l'on obtient $\beta_2 = 0,2$, en conservant pour le potentiel les mêmes caractéristiques que celles utilisées dans le cas de la diffusion élastique.

Dans le cadre de l'approximation de Fraunhoffer, la courbe calculée est ajustée à la courbe expérimentale pour une valeur de l'argument correspondant au premier maximum expérimental : ceci conduit à $\beta_2 = 0,13$. Mais la décroissance générale de la courbe expérimentale n'est pas respectée et la valeur de β_2 obtenue dépend de l'angle où l'on effectue l'ajustement. Nous n'obtenons qu'une limite inférieure de β_2 .

c) Niveaux E

Ces niveaux sont légèrement moins intenses que les niveaux A. Ils sont bien connus. Dans les cas de ^{58}Ni, et de ^{60}Ni et de ^{56}Fe, Crut et Wall (22), Crannel (64), Bellicard (57) ont obtenu la valeur 3^- pour le spin et la parité. On a admis qu'il était dû à une vibration octupolaire du noyau. Toutes les distributions angulaires correspondant au niveau E que nous avons observées (fig. 30 bis, 31 bis, 33, 34) présentent des oscillations en phase avec celles des distributions correspondant à la diffusion élastique, vérifiant ainsi le caractère de parité négative du niveau.

Nous avons représenté le cas du nickel-58 sur la figure 37.

Dans le cadre de l'approximation de Fraunhoffer, la courbe théorique est ajustée à la courbe expérimentale de la même manière que précédemment. La remarque effectuée à propos des niveaux A s'applique ici aussi : la décroissance générale de la courbe expérimentale n'est pas respectée et la valeur obtenue pour β_3, soit 0,093, doit être considérée comme une limite inférieure.

La théorie D.W.B.A. (62) permet d'obtenir un bon accord avec l'expérience pour $\beta_3 = 0,13$. Ceci correspond à $C_3 = 910$ MeV.

d) Niveaux F, F', G, G'

L'interprétation de ces niveaux est difficile car ils ont été encore très peu étudiés. Leur intensité est faible, comme le prévoit l'hypothèse de l'interaction directe, les sections efficaces diminuant lorsque l'énergie d'excitation augmente.

Dans le cas de ^{56}Fe, Bellicard a obtenu, pour le niveau F à 5,04 MeV, une valeur des spin et parité 4^+ par diffusion inélastique d'électrons. Dans l'hypothèse de l'excitation à un phonon, ce

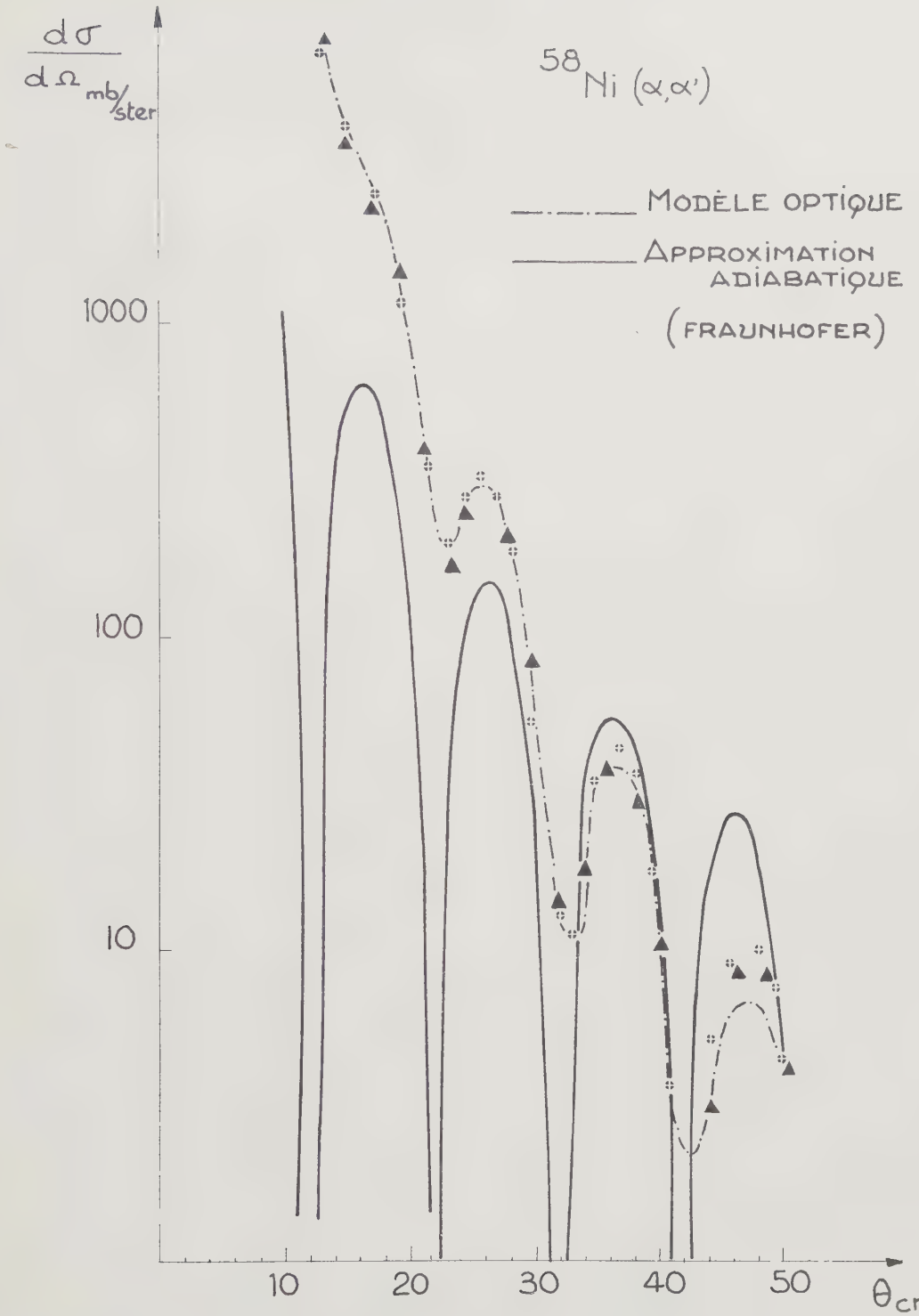


Fig. 35 - Distribution angulaire correspondant à la diffusion élastique. Les points marqués ● sont les points que nous avons mesurés, les points marqués Δ sont ceux de la référence 61. La même convention est utilisée pour les figures 36, 37 et 39.

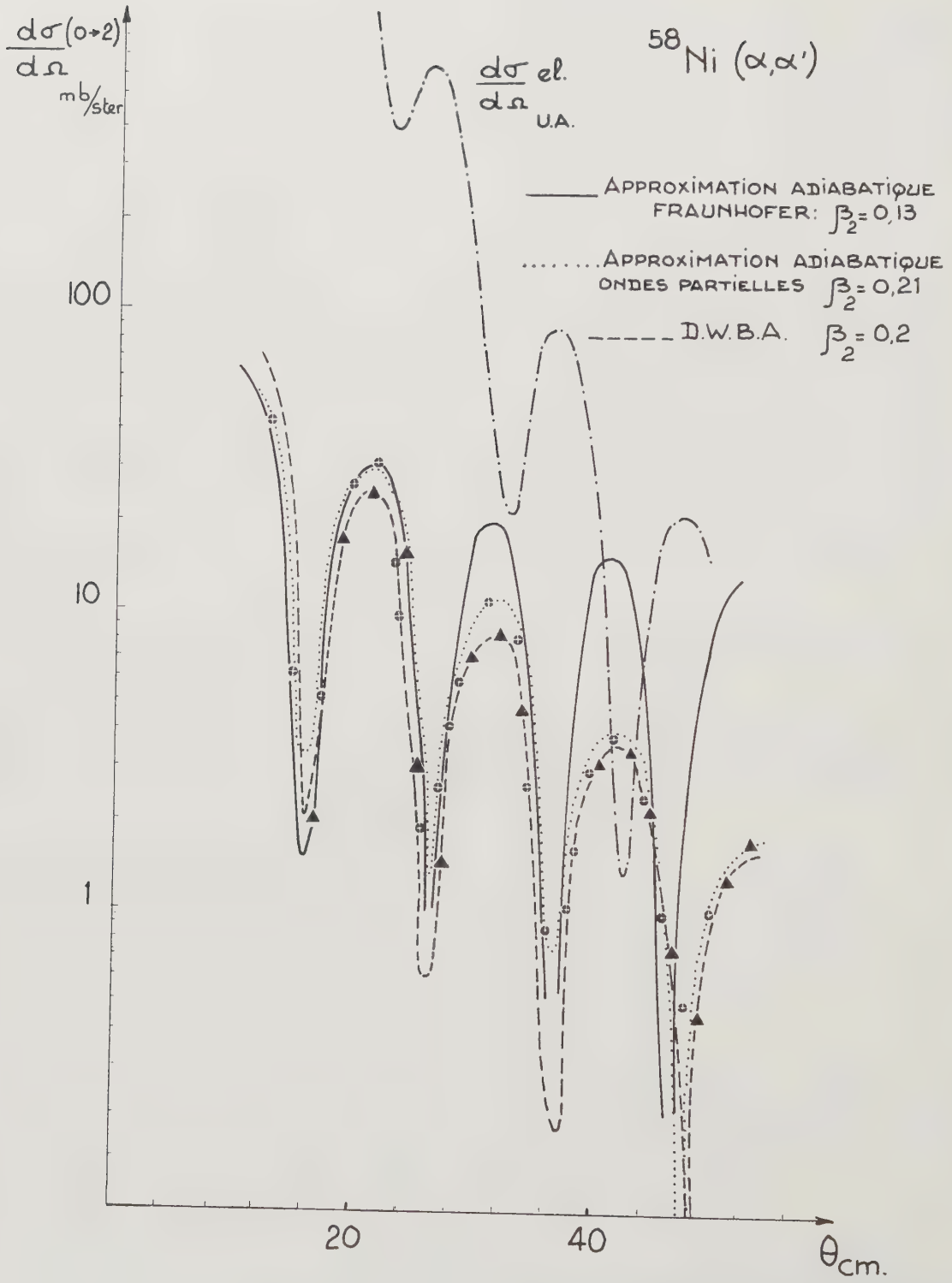


Fig. 36 - Distribution angulaire correspondant au niveau A.

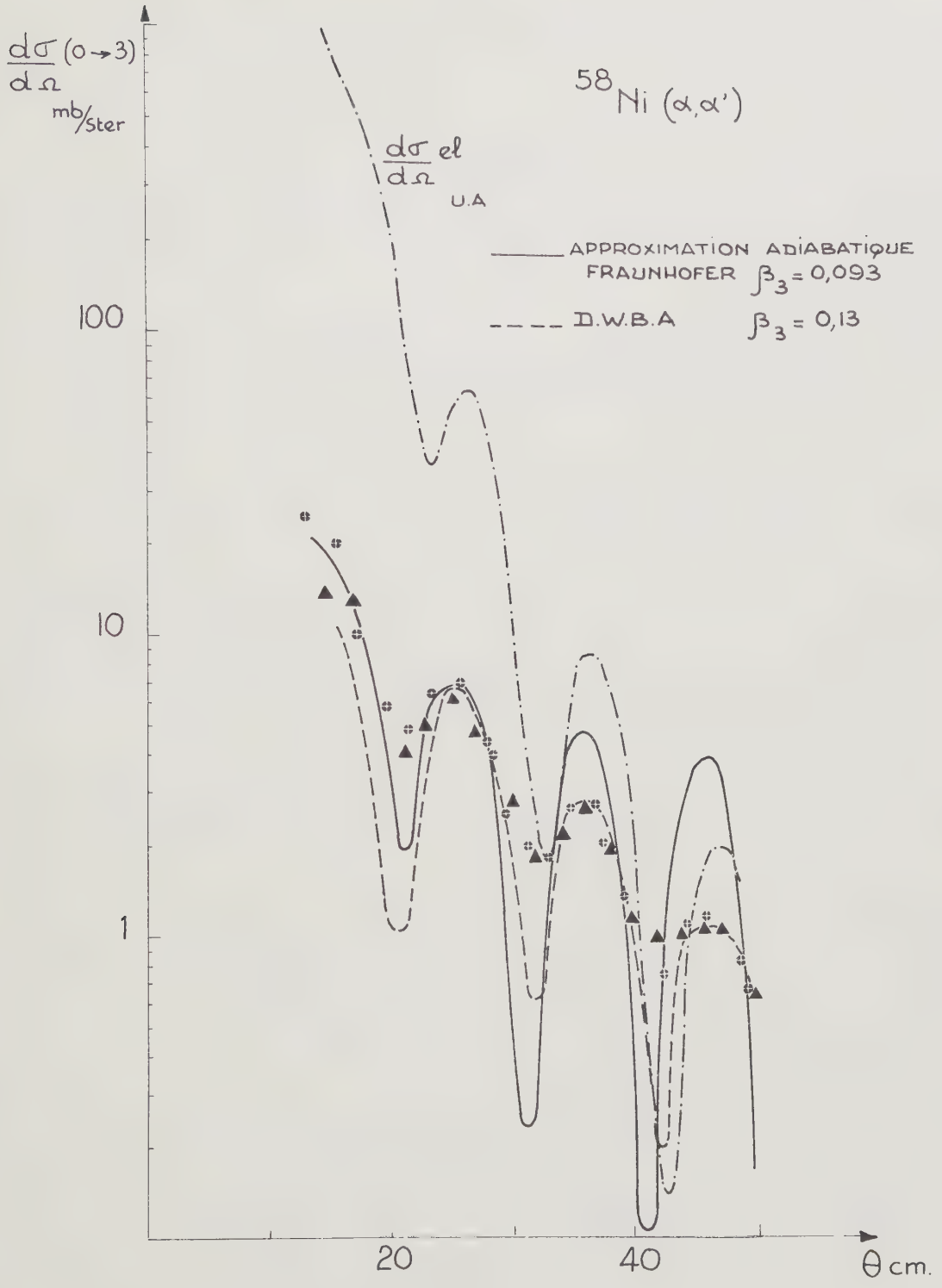


Fig. 37 - Distribution angulaire correspondant au niveau E.

resultat est en accord avec le notre, les distributions angulaires présentant des oscillations en phase avec celles correspondant à la première vibration quadrupolaire. L'amortissement de la première oscillation pour un angle de diffusion de l'ordre de 16° semble confirmer la valeur 4 pour le spin d'après les formules de Blair.

Dans le cas de ^{58}Ni, on obtient deux niveaux F et F' justifiables d'une parité +. L'analyse par la théorie D.W.B.A. (62) pour le niveau F est en accord avec la valeur 4^+. Inversement les niveaux G et G' présenteraient une parité -.

V - MISE EN EVIDENCE DE LA DOUBLE EXCITATION NUCLEAIRE

Dans le cas de ^{56}Fe et de ^{58}Ni, l'utilisation de l'analyse magnétique nous a permis d'étudier les distributions angulaires de particules diffusées correspondant à des niveaux peu excités. C'est ainsi qu'entre les deux niveaux les plus fortement excités (2^+ et 3^-), nous avons pu mettre en évidence les niveaux B, C, D (fig. 28). Leur intensité d'excitation est en moyenne cinq fois plus faible que celle du niveau 3^-.

Le cas du niveau B est particulièrement intéressant. Son énergie d'excitation est inférieure au seuil énergétique d'excitation des niveaux de particule du noyau pair-pair. Il est donc facilement identifiable au premier niveau 4^+ déjà étudié à 2,04 MeV pour ^{56}Fe et 2,45 MeV pour ^{58}Ni. Nous avons représenté le cas de ^{56}Fe sur la figure 38 et celui de ^{58}Ni sur la figure 39. Nous constatons que les oscillations de la distribution angulaire sont en phase avec celles correspondant à la diffusion élastique ou au niveau 3^-.

La règle des phases du modèle adiabatique d'excitation à un phonon est donc mise en défaut. De plus l'intensité des pics correspondant au niveau B est beaucoup plus faible que celle correspondant aux niveaux 2^+ et 3^-. Le processus d'interaction est donc différent de celui du premier niveau 2^+ ou du niveau 3^-.

On sait que le modèle vibrationnel simple basé sur la théorie de l'oscillateur harmonique prévoit, après le premier niveau 2^+ d'excitation à un phonon, un triplet dégénéré 0^*, 2^+, 4^+ correspondant à une excitation à deux phonons. Comme il n'y a pas d'autres niveaux dans cette région, nous identifions le niveau B dans le cas de ^{56}Fe et de ^{58}Ni au niveau vibrationnel 4^+ du triplet et mettons ainsi en évidence un processus d'excitation à deux phonons par diffusion inélastique de particules alpha. Une conséquence importante de l'excitation à deux phonons est que la règle des phases peut être inversée. Dans le cadre du modèle adiabatique, Blair a fourni une explication théorique.

Le développement mathématique dans le cas d'une transition monopolaire à double excitation est immédiat et permet de comprendre facilement l'inversion de la règle des phases. Reprenons le développement de l'absorption effectué au chapitre I. Au deuxième ordre de la déformation on a :

$$\eta_{(l-L)} = \eta_{(l-L_0)} - k\,\delta\,\eta'_{(l-L_0)} + \frac{k^2\delta^2}{2}\,\eta''_{(e-L_0)}$$

Le terme en δ^2 correspond à l'excitation à deux phonons d'un niveau monopolaire O''.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0\to 0'') = \frac{k^2}{4}\left|\langle 0''|\delta^2|0\rangle\right|^2 \left|\sum_l \left(l+\frac{1}{2}\right)\frac{d^2\eta}{dl^2}\,P_l\right|^2$$

D'où, après intégration partielle, et en prenant pour $(l + 1/2)\,P_l$ la valeur correspondant à $d\eta/dl$ maximum :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0\to 0'') = \frac{k^2}{4}\left|\langle 0''|\delta^2|0\rangle\right|^2 \left[P_{L_0} - \left(L+\frac{1}{2}\right)\frac{dP_{L_0}}{dl}\right]$$

Aux petits angles, d'après les propriétés des polynômes de Legendre on a :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0\to 0'') = \frac{k^2}{4}\left|\langle 0''|\delta^2|0\rangle\right|^2 [J_0 - k\,R\,J_1]^2$$

Comme kR dans notre domaine d'énergie est de l'ordre de 17 ou 18, la partie prépondérante est donnée par la fonction de Bessel impaire et les oscillations de la distribution angulaire seront en opposition de phase avec celles obtenues pour un niveau de même parité dans le cas de l'excitation à un phonon.

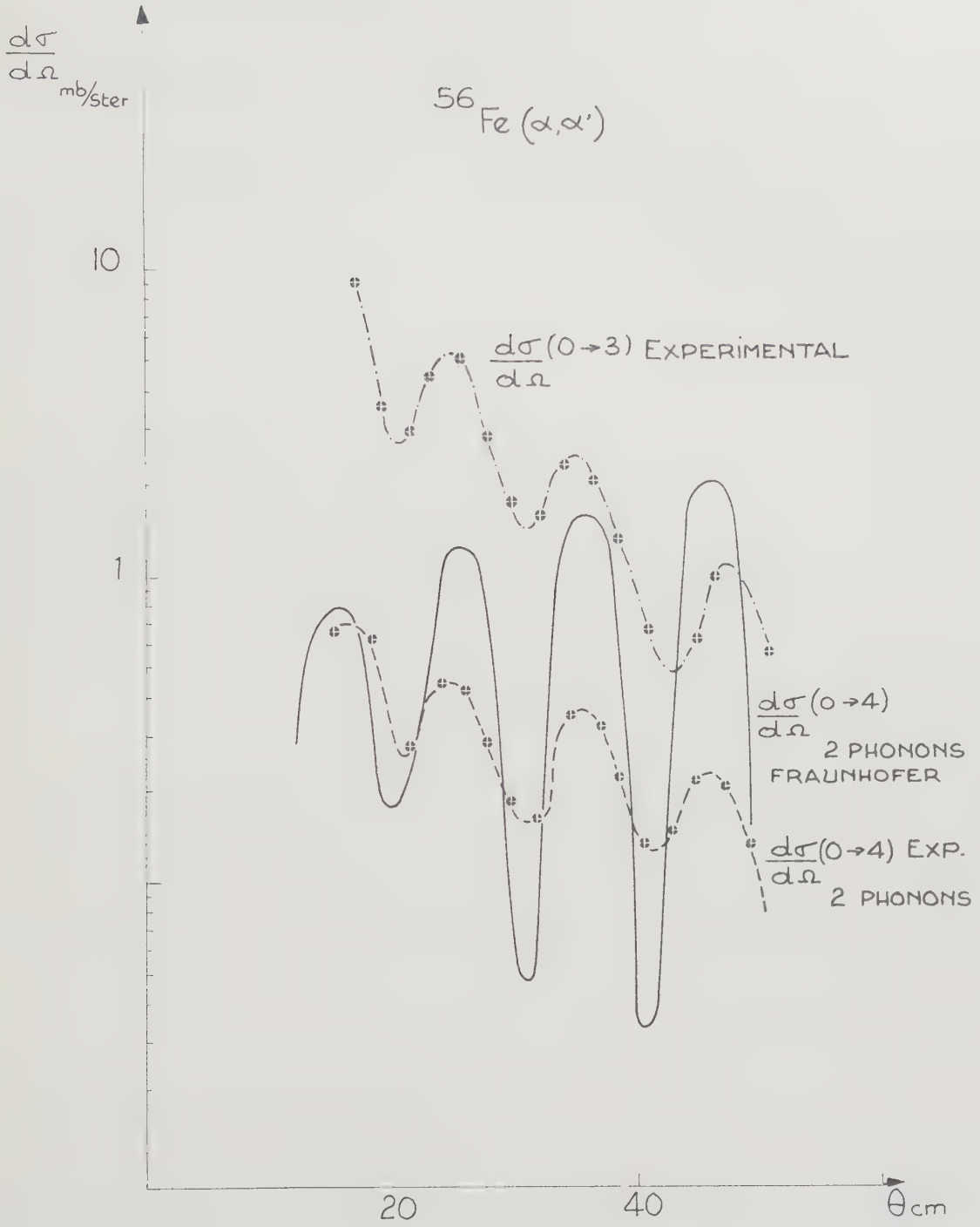

dσ/dΩ mb/ster
56 Fe (α,α')
10
1
dσ/dΩ (0→3) EXPERIMENTAL
dσ/dΩ (0→4)
2 PHONONS
FRAUNHOFER
dσ/dΩ (0→4) EXP.
2 PHONONS
20
40
θcm

Fig. 38

Les calculs plus complexes pour les niveaux 4^+ à deux phonons utilisant la même méthode sont en cours (40), mais Blair (65), à l'aide de l'approximation de Fraunhoffer, a obtenu l'expression suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0\rightarrow 4)_{2\ \text{phonons}} = \left(\frac{3}{224\pi}\right)^2 \beta_2^4\ R^2\ (k\ R)^2\ (k\ R\ \vartheta)^2 \left\{35\ J_3^2 + 5\ (J_1 - J_3)^2 + \left(\frac{4\ J_0}{k\ R\ \vartheta} + 3\ J_1\right)^2\right\}$$

Le terme en J_0 contenu dans l'expression ci-dessus devient rapidement négligeable lorsque ϑ augmente. Les fonctions de Bessel impaires étant prépondérantes on obtient bien l'inversion de la règle des phases de l'excitation à un phonon.

Le paramètre de déformation β_2 est celui correspondant à l'excitation quadrupolaire à un phonon. Il intervient ici à la puissance quatre ce qui explique la faible intensité du niveau. Sur la figure 38 on voit que la formule ci-dessus rend compte de la position des extremums ainsi que de l'ordre de grandeur de la section efficace. Toutefois l'enveloppe de la courbe théorique croît alors que celle de la courbe expérimentale décroît. Ceci est dû à l'hypothèse de la coupure brusque de l'absorption intervenant dans l'approximation de Fraunhoffer.

Dans le cas de ^{56}Fe le niveau C est connu comme étant un niveau 2^+. Effectivement nous obtenons des oscillations des distributions angulaires en phase avec celles correspondant au niveau A. Pour ^{58}Ni, compte tenu de la similitude du spectre avec celui de ^{56}Fe, il est probable qu'il s'agit du niveau 2^+ observé par Kendall (64) à 3,5 MeV.

La règle des phases étant respectée dans l'état actuel de la théorie il ne semble pas que le niveau C soit justiciable d'une double excitation.

Le cas des niveaux D est moins clair car leur spin et parité n'ont pas été déterminés sûrement. Nous avons obtenu dans les deux cas de ^{56}Fe et de ^{58}Ni des oscillations de distributions angulaires en phase avec celles de la diffusion élastique. Mais comme nous venons de voir que, dans le cas des niveaux faiblement excités, l'application de la règle de phase dépend du type de l'excitation à un ou deux phonons, nous ne pouvons pas leur attribuer de parité.

Thirion a suggéré qu'il pouvait y avoir, dans certains cas d'excitation de niveaux 2^+, concurrence entre les deux processus d'excitation au premier et au deuxième ordre.

Dans le cas d'excitation du deuxième niveau 2^+, soit 2', Blair admet que la section efficace d'excitation à un phonon est proportionnelle à :

$$|\langle 0|\alpha'|f\rangle| \simeq B\ (E_2\ ,\ 2'\rightarrow 0).$$

Dans le cas d'excitation à deux phonons, la section efficace est proportionnelle à $|B(E_2,\ 2\rightarrow 0)|^2$. Le premier processus amenant des oscillations en oposition de phase avec celles du second, Thirion prévoit que la forme et, en particulier, l'amplitude des oscillations doivent dépendre du rapport $\frac{B\ (E_2,\ 2'\rightarrow 2)}{B\ (E_2,\ 2'\rightarrow 0)}$ qui est connu expérimentalement dans certains cas.

A la suite de cette suggestion, nous avons repris, avec une analyse magnétique, l'étude de la diffusion inélastique des particules alpha sur les trois isotopes du zinc pour lesquels le rapport ci-dessus est connu (66)

$\frac{B\ (E_2,\ 2'\rightarrow 2)}{B\ (E_2,\ 2'\rightarrow 0)}$ =	^{64}Zn	^{66}Zn	^{68}Zn
	160	1300	50

Nous avons représenté les spectres énergétiques des particules diffusées par les trois isotopes sur la figure 40. Avec les niveaux 2^+ et 3^- déjà étudiés (niveaux A et E), nous obtenons deux pics de faible intensité, le second n'étant bien séparé du 3^- que dans le cas de ^{64}Zn.

Le premier, que nous désignerons par 2', a pour énergie d'excitation 1,73 MeV pour ^{64}Zn et 1,8 MeV pour ^{66}Zn et ^{68}Zn. Ils sont bien connus et on leur a attribué les spin et parité 2^+. L'énergie d'excitation du deuxième niveau faiblement excité dans le cas de ^{64}Zn est de 2,15 MeV.

La figure 41 représente les différentes distributions angulaires que nous avons mesurées.

A titre de comparaison, nous donnons les oscillations correspondant à la diffusion élastique et au premier niveau 2^+. Les oscillations correspondant au niveau 2' dans les cas de ^{64}Zn et de ^{66}Zn sont en opposition de phase avec celles correspondant au premier niveau 2^+ suggérant ainsi un

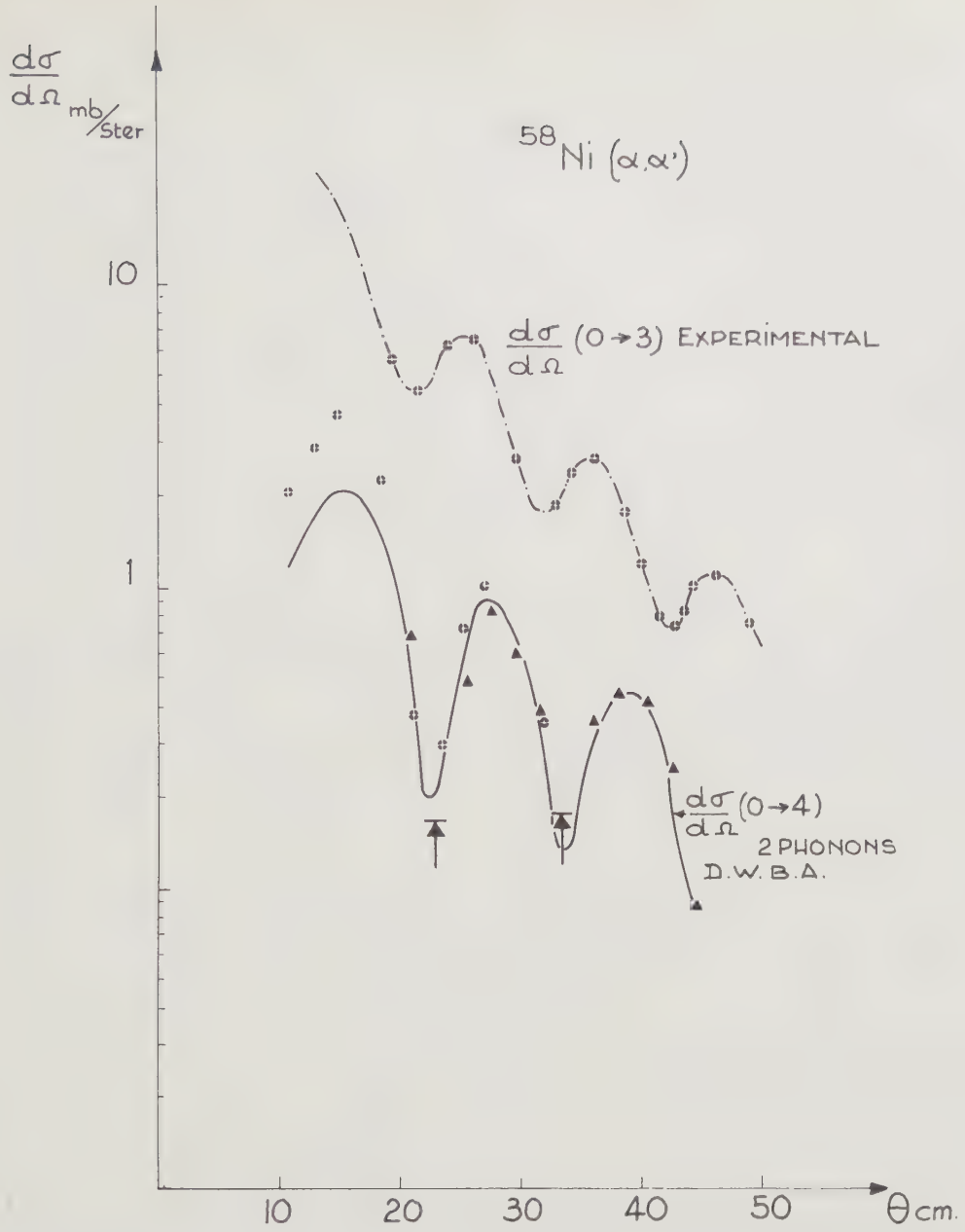
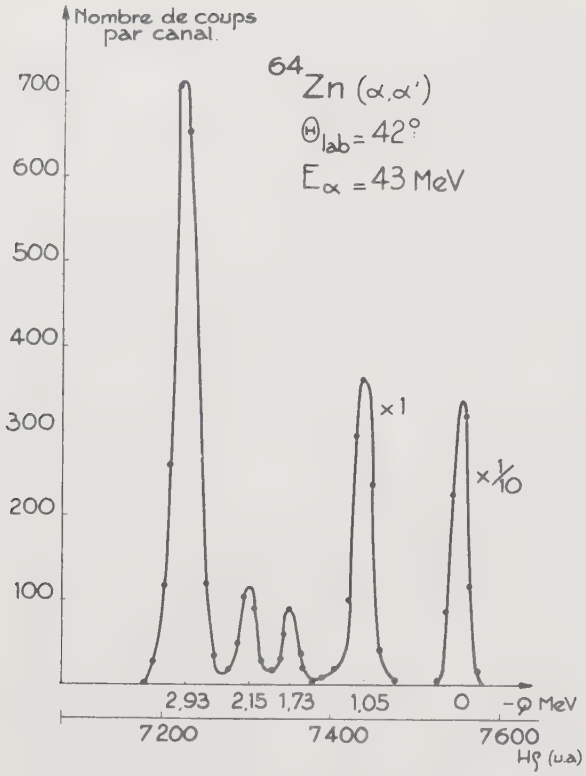


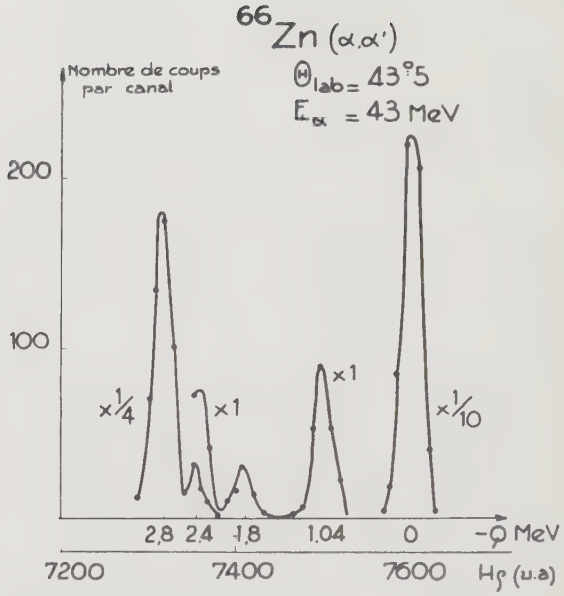
Fig. 39

processus d'excitation à deux phonons. Dans le cas de ^{68}Zn où le rapport $\frac{B\ (E_2,\ 2' \rightarrow 2)}{B\ (E_2,\ 2' \rightarrow 0)}$ est assez faible, c'est-à-dire où la transition à un phonon est plus probable, on a une disparition presque totale des oscillations.

Ce processus justifierait le cas des niveaux C de ^{56}Fe pour lequel la valeur de $\frac{B\ (E_2,\ 2' \rightarrow 2)}{B\ (E_2,\ 2' \rightarrow 0)}$ est encore plus petite ($\simeq 1$, Van Patter [66] : le processus d'excitation à un phonon interviendrait de manière prépondérante, permettant ainsi de retrouver la règle des phases de Blair. Il semble donc que, dans le cas des deuxièmes niveaux quadrupolaires, l'importance relative des processus d'excitation à un et à deux phonons dépende des valeurs du rapport $\frac{B\ (E_2,\ 2' \rightarrow 2)}{B\ (E_2,\ 2' \rightarrow 0)}$.

Toutefois une description aussi simple des phénomènes d'excitation à deux phonons paraît assez approchée. Des développements théoriques récents montrent certaines différences avec la dérivation de Blair. La théorie D.W.B.A. a été appliquée par Austern [67] à l'excitation à deux phonons. Nous avons vu au chapitre I que l'élément de transition T_{fi} entre les états i et f est :


Nombre de coups par canal.
64Zn (α,α')
θlab = 42°
Eα = 43 MeV
700
600
500
400
300
200
100
×1
×1/10
2,93
2,15
1,73
1,05
0
-Q MeV
7200
7400
7600
Hρ (u.a)


66Zn (α,α')
θlab = 43°5
Eα = 43 MeV
Nombre de coups par canal
200
100
×1/4
×1
×1
×1/10
2,8
2,4
1,8
1,04
0
-Q MeV
7200
7400
7600
Hρ (u.a)

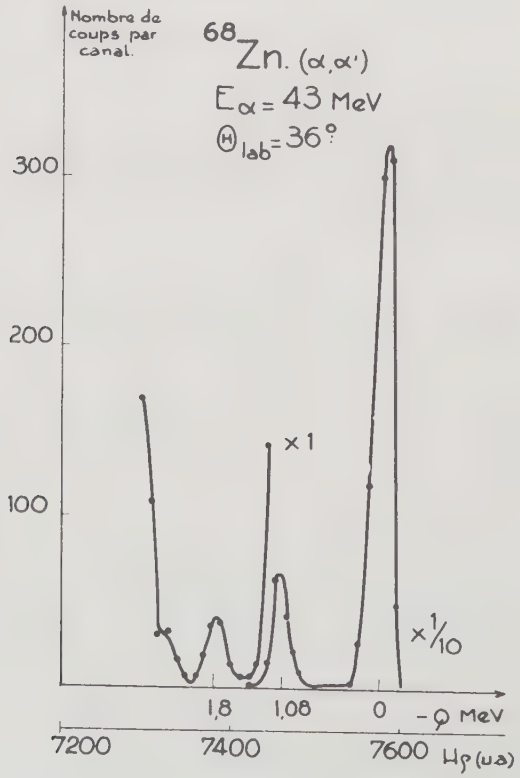

Nombre de coups par canal.
68Zn. (α,α')
Eα = 43 MeV
θlab = 36°
300
200
100
×1
×1/10
1,8
1,08
0
-Q MeV
7200
7400
7600
Hρ (u.a)

Fig. 40

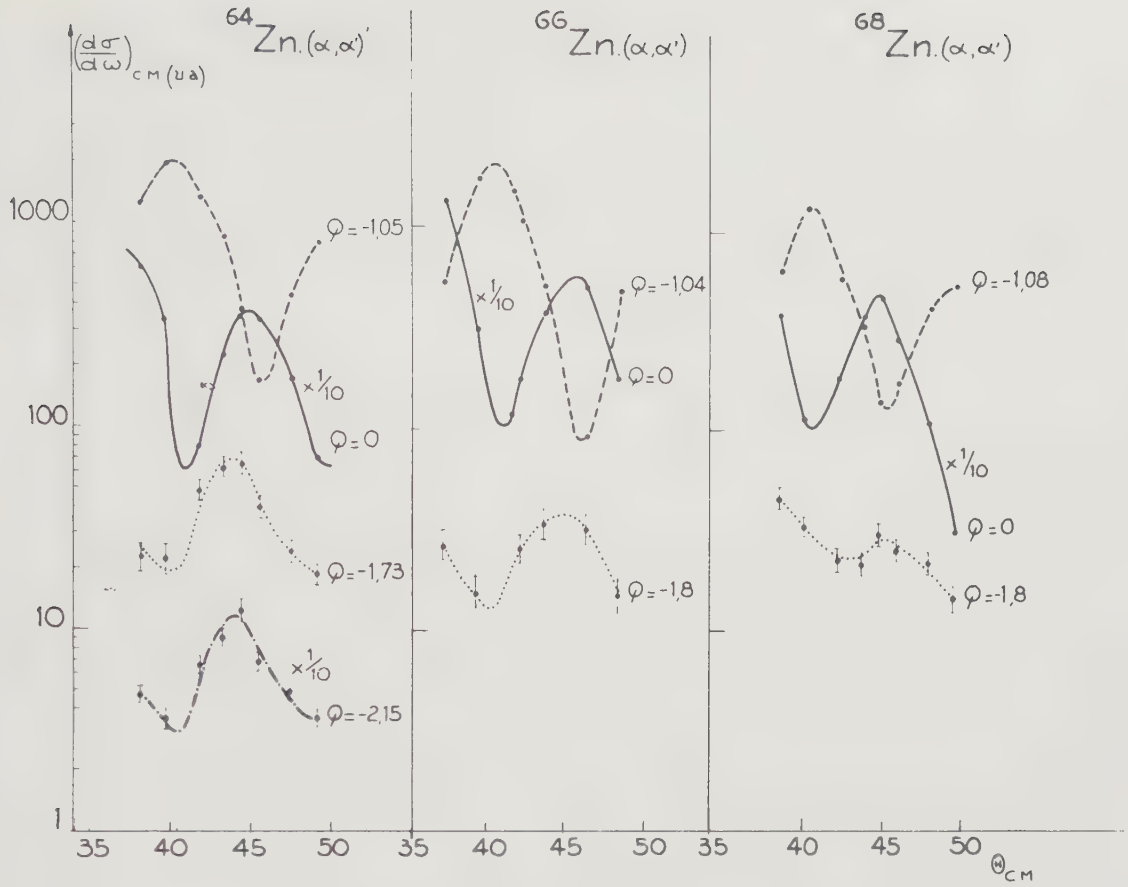


Fig. 41

$$T_{fi} = \langle v_f \chi_f^- \mid V \mid v_i \quad \chi_i^+ \rangle ,$$

l'approximation de Born au premier ordre ayant consisté à remplacer l'onde totale initiale $\psi_i^{(+)}$ par l'onde correspondant à la diffusion élastique $v_i \chi_i^+$. Le potentiel d'interaction V était pris comme la dérivée première du potentiel optique déformé U (r - R) avec $R = R_o (1 + \Sigma \alpha_{lm} Y_l^m)$

Si nous effectuons maintenant les développements au deuxième ordre, nous obtenons pour le potentiel :

$$V = R_o \Sigma \alpha_{lm} Y_l^m \frac{d U}{d r} + \frac{1}{2} R_o^2 (\Sigma \alpha_{lm} Y_l^m)^2 \frac{d^2 U}{d r^2}$$

et pour la fonction d'onde :

$$\psi_i^{(+)} = [1 + (E - H_o + i\varepsilon)^{-1} V] v_i (\xi) \chi_i^+ .$$

L'élément de transition correspondant à l'excitation à deux phonons est

$$T_{fi} = \langle v_f \chi_f^- \mid (R_o \Sigma \alpha_{lm} Y_{lm}) U' (E - H_o + i\varepsilon)^{-1} (R_o \Sigma \alpha_{lm} Y_{lm}) U' + \frac{1}{2} R_o^2 (\Sigma \alpha_{lm} Y_{lm})^2 U'' \mid v_i \chi_i^+ \rangle$$

On voit donc apparaître deux termes : Le premier, en $U' (E - H_o + i\varepsilon)^{-1} U'$, correspond à une double excitation à un phonon chacune, avec passage par un état intermédiaire. Le second, en U'', correspond à une excitation directe à deux phonons.

Les calculs préliminaires effectués par Buck (63) pour le niveau à deux phonons 4^+ dans le cas de ^{58}Ni sont représentés sur les figures 42 et 39. Les résultats sont assez particuliers. Lorsqu'on admet qu'un seul des deux processus ci-dessus est présent, on obtient des oscillations légèrement déphasées par rapport à celles du premier niveau 2^+ d'excitation à un phonon. Par contre, lorsque les deux types d'excitation sont du même ordre de grandeur, il y a interférences entre les deux processus et on obtient des oscillations en opposition de phase avec celles du niveau à un phonon (fig.42). Buck a montré que l'amplitude de ces oscillations dépend du rapport dans lequel on fait intervenir les deux processus mais que l'argument des maximum et minimum reste pratiquement constant. Dans le cas du niveau 4^+ de ^{58}Ni il est obligé, pour obtenir un bon accord avec

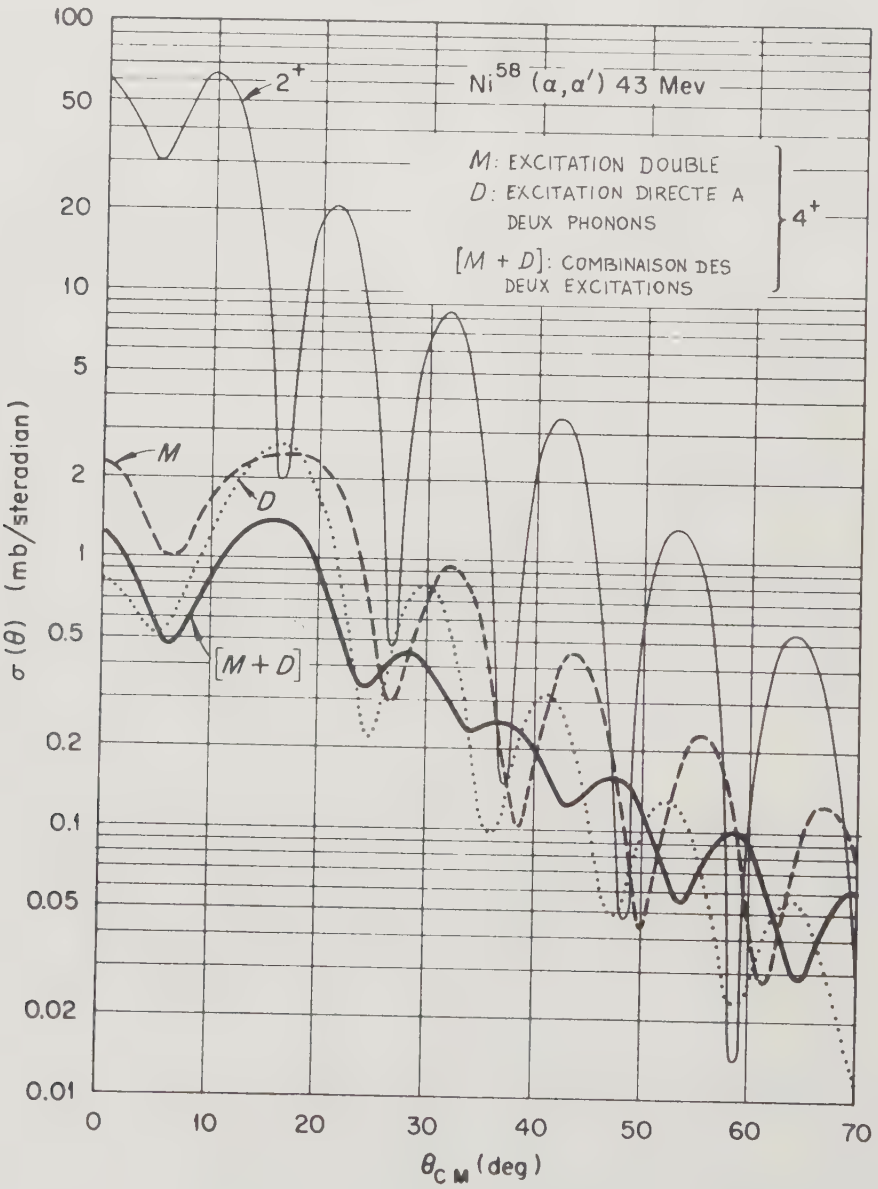


Fig. 42

l'expérience, d'augmenter d'un facteur 1,5 la contribution due à l'excitation directe à deux phonons (fig. 38). Ceci n'a toutefois aucune justification théorique dans le cadre du modèle vibrationnel simple.

Blair, avec l'approximation adiabatique et Austern, avec la théorie D.W.B.A., peuvent rendre compte du renversement des phases se produisant dans l'excitation à deux phonons. La théorie de Blair, dans l'approximation de Fraunhoffer, est très simple mais il faudrait effectuer des calculs tenant compte de la décroissance continue de l'absorption pour obtenir un meilleur accord avec l'expérience. De plus, la description du phénomène apparaît moins détaillée que dans le cas de la théorie D.W.B.A. d'Austern. Appliquée par Buck, celle-ci donne un bon accord entre les distributions théorique et expérimentale mais fait intervenir un paramètre supplémentaire. Il faudra attendre un modèle plus réaliste pour l'excitation des noyaux et de nouveaux résultats expérimentaux pour déterminer dans quelle mesure ce paramètre peut être justifié. Toutefois l'excitation à deux phonons apparaît dès maintenant comme un excellent moyen d'étude du caractère plus ou moins vibrationnel des niveaux.

VI - CONCLUSION

La diffusion inélastique des particules alpha de 44 MeV est un excellent moyen d'étude des propriétés collectives des noyaux moyens.

L'hypothèse de l'interaction directe associée à la forte énergie incidente des particules et le faible parcours moyen des particules alpha dans le noyau ont permis le développement théorique très simple du modèle de diffusion diffractionnel confirmé et étendu aux grands angles par la théorie D.W.B.A. L'interprétation des résultats expérimentaux est donc assez simple.

L'étude du premier niveau quadrupolaire 2^+ et celle du niveau octupolaire 3^- déjà connus a confirmé, dans tous les cas, les résultats antérieurement obtenus. Nous avons pu aussi mettre en évidence, grâce à notre bonne résolution énergétique et à l'utilisation d'isotopes séparés, une différence de comportement entre les énergies d'excitation des niveaux 2^+ et celles des niveaux 3^- (fig. 43). Alors que, dans le premier cas, les énergies d'excitation ne varient pas régulièrement et paraissent dépendre des configurations particulières des neutrons et des protons des couches extérieures de chaque noyau, dans le cas du niveau 3^- elles décroissent assez continûment de 4,5 MeV à 3 MeV entre ^{56}Fe et ^{58}Zn. Weisskopf (68) a suggéré que le niveau octupolaire pouvait être dû à une excitation du cœur du noyau et non de sa surface.

La détermination directe des spins des niveaux excités à partir des différences apparaissant dans les distributions angulaires aux angles faibles est possible dans notre domaine d'énergie et nous l'avons vérifié pour un noyau tel que ^{40}Ca. Pour les noyaux plus lourds de la région des nickels, il semble qu'une discrimination puisse être faite entre les niveaux de spin 4 et ceux de spin 2 ainsi qu'entre les niveaux de spin 3 et ceux de spin 5. Cela nécessite un dispositif expérimental permettant d'étudier les particules diffusées à des angles de l'ordre de 7 à 15°.

Dans le cas des noyaux pair-impair, l'interprétation des spectres obtenus est simple grâce à l'extension de Blair du modèle diffractionnel. Nous avons vérifié que les différents niveaux obtenus par diffusion inélastique de particules alpha peuvent être expliqués par un couplage faible du mouvement du nucléon célibataire aux vibrations collectives du cœur pair-pair. Nous pouvons ainsi mettre en évidence, parmi les nombreux états excités des noyaux pair-impair, ceux à caractère collectif.

L'étude de la diffusion inélastique des particules alpha a permis, de plus, de mettre en évidence des processus nouveaux de double excitation nucléaire. Dans le cadre du modèle vibrationnel, l'interaction à deux phonons permet d'obtenir des renseignements supplémentaires sur le triplet théorique 0^+, 2^+, 4^+. Une systématique expérimentale plus complète et un développement théorique plus poussé de l'interaction à deux phonons s'avèrent nécessaires pour une meilleure compréhension des niveaux vibrationnels à deux phonons. Les premiers résultats que nous avons obtenus lors de la mise en évidence du phénomène en justifient une étude extensive.

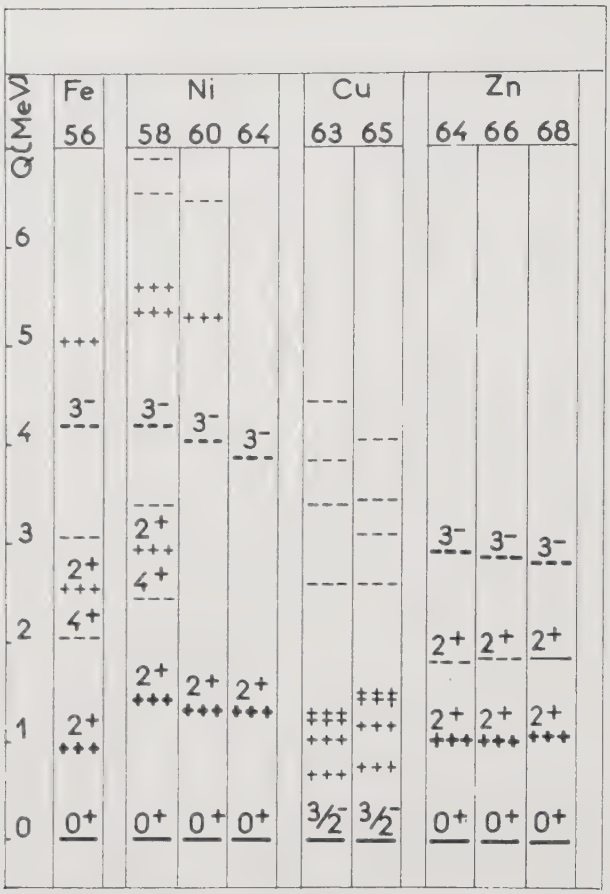


Fig. 43 - Schéma des différents niveaux excités par diffusion (α, α')

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Cyclotron de Saclay sous la direction de Monsieur J. Thirion, Chef du Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie.

Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire, pour les conseils et l'aide qu'il n'a cessé de me prodiguer durant mes quatre années de présence dans son service.

Les expériences suggérées par Monsieur J. Thirion ont été menées en collaboration avec Madame M. Barloutaud, Messieurs R. Beurtey, P. Catillon, R. Chaminade, Madame H. Faraggi, Messieurs D. Garreta, A. Papineau. Je les remercie sincèrement de leur aide fructueuse.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Monsieur R. Chaminade pour la conception de l'électronique de détection et pour les nombreuses discussions que la mise au point a entraînées.

Je voudrais aussi témoigner toute ma gratitude à Monsieur J. Thirion, Mesdames H. Faraggi et M. Barloutaud pour l'intérêt constant qu'ils ont porté à ce travail et les conseils qu'ils m'ont donnés au cours de sa rédaction.

Le faisceau de particules accélérées a été toujours obtenu dans les meilleures conditions d'utilisation grâce à Monsieur Roche, ingénieur au cyclotron, Messieurs Poussard, Caffiot, Benezech et Hopp ; qu'ils en soient sincèrement remerciés.

Je tiens aussi à remercier Madame Gugenberger qui a assuré une impression rapide ainsi que Monsieur Tomasso qui a exécuté les dessins figurant dans cet exposé.

Je remercie le Commissariat à l'Energie Atomique pour son soutien financier.

BIBLIOGRAPHIE

(1) - M.G. MAYER et J.H.D. JENSEN, "Elementary theory of nuclear shell structure", Wiley and Sons, New-York, 1955.

(2) - J. RAINWATER, Phys. Rev., 1950, *79*, 432.

(3) - A.M. LANE, C.I.P.N., Dunod, Paris 1959, p. 170.

(4) - A. BOHR, Kgl. Danske Vidensk ? Selskab. Mat. Fys. Medd., 1952, *26*, n° 14.

(5) - D. INGLIS, Phys. Rev., 1954, *96* , 1059.

(6) - S.G. NILSSON, Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat. Fys. Medd., 1955, *29*, n° 16.

(7) - G. SCHARFF-GOLDHABER et J. WENESER, Phys. Rev., 1955, *98* , 212.

(8) - L. WILETS et M. JEAN, Phys. Rev., 1956, *102* , 788.

(9) - K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B.R. MOTTELSON et A. WINTHER, Rev. Mod. Phys., 1956, *28* n° 4, p. 432.

(10) - A. de SHALIT, Proc. int. conf. nucl. structure, Kingston, University of Toronto Press et North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1960.

(11) - S.T. BELYAEV, Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat. Fys. Medd., 1959, *31* n° 11.

(12) - L.S. KISSLINGER et R.A. SORRENSEN, Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat. Fys. Medd, (sous presse).

(13) - M. BARANGER, Phys. Rev., 1960, *120*, 957.

(14) - B.L. COHEN et A.G. RUBIN, Phys. Rev., 1958, *111* , 1568.
Phys. Rev., 1959, *113* , 579.

(15) - B.L. COHEN, Phys. Rev., 1957, *105* , 1549.

(16) - A.M. LANE et E.D. PENDLEBURY, Nucl. Physics, 1960, *15* , 39.

(17) - J.L. YNTEMA et B. ZEIDMAN, Phys. Rev., 1959, *114* , 815.

(18) - D.R. SWEETMAN et N.S. WALL, C.I.P.N., Dunod, Paris 1959, p. 546.

(19) - D.K. Mc DANIELS, J.S. BLAIR, S.W. CHEN et G.W. FARWELL, Nucl. Physics 1960, *17* , 614.
J.S. BLAIR, G.W. FARWELL et D.K. Mc DANIELS, Nucl. Physics, 1960, *17* , 641.

(20) - R.H. HELM, Phys. Rev., 1956, *104* , 1466.

(21) - J.S. BLAIR, Phys. Rev., 1959, *115* , 928.

(22) - M. CRUT, D.R. SWEETMAN et N.S. WALL, Nucl. Physics, 1960, *17* , 655.

(23) - M. CRUT, Thèse, Faculté des Sciences de l'Université de Paris, 1960.

(24) - V.F. WEISSKOPF, Rev. Mod. Phys., 1960, *117* , 801.

(25) - T. ERICSSON, Proc. int. conf. nucl. structure, Kingston, University of Toronto Press et North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1960, p. 697.

(26) - G. IGO, Phys. Rev., 1957, *104* , 256.

(27) - J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF, "Theoretical nuclear physics", J. Wiley and sons, New-York 1952, p. 324.

(28) - R. BEURTEY, GUILLOU, J. RAYNAL, J. Phys. Radium, 1960, *21*, 402.

(29) - H.H. BARSCHALL, C.I.P.N., Dunod, Paris 1959, p. 7.
A.E. GLASSGOLD, " " " " p. 23.

(30) - D.S. SAXON, Proc. int. conf. nucl. structure, Kingstorn, University of Toronto Press et North-Holland Publishing Company, Amsterdan 1960, p. 205.

(31) - G. IGO, Phys. Rev. Letters, 1958, *1*, 72.
G. IGO et R.M. THALER, Phys. Rev., 1957, *106*, 126.

(32) - C.A. LEVINSON, "Nuclear spectroscopy", Edité par F. Ajzenberg-Selove, Academic Press, New-York 1960, p. 670.

(33) - W. TOBOCMAN "Theory of direct nuclear reactions", University Press, Oxford 1961.

(34) - E.S. ROST, Ph. D. Thesis, University of Pittsburg, 1961.

(35) - E. ROST et N. AUSTERN, Phys. Rev., 1960, *120*, 1375.

(36) - D.M. CHASE, Phys. Rev., 1956, *104*, 838.

(37) - J.S. BLAIR, Phys. Rev., 1959, *115*, 928.

(38) - S.I. DROZDOV, J. exp. theoret. Phys. U.R.S.S., 1955, *28*, 734 et 1959, *36*, 1875.
E.V. INOPIN, J. exp. theoret. Phys. U.R.S.S., 1956, *31*, 901.

(39) - K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B.R. MOTTELSON et A. WINTHER, Rev. mod. Phys., 1956, *28*, 534.

(40) - J.S. BLAIR, D. SHARP et L. WILETS, Inelastic scattering by deformed nuclei, (sous presse)

(41) - J.A. Mc INTYRE, K.H. WANG et L.C. BECKER, Phys. Rev., 1960, *117*, 1337.

(42) - R. CHAMINADE, M. CROS, M. CRUT et A. PAPINEAU, J. Phys. Radium, 1960, *21*, 396.

(43) - J. THIRION et J. SAUDINOS, Nucl. Instr. Methods, 1959, *5*, 165.

(44) - L. JUDD, Rev. Sci. Instr., 1950, *21*, 3.

(45) - K. SIEGBAHN, "β - and γ-ray spectroscopy", North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1955, p. 67.

(46) - N. SVARTHOLM, Arkiv Fysik, 1949, *2*, n° 14, 115.

(47) - C. MILEIKOWSKY, Arkiv Fysik, 1953, *7*, n° 3, 33.

(48) - J. SAUDINOS, Thèse de 3ème cycle "Etude et mise au point de l'aimant analyseur de particules du cyclotron de Saclay", Université de Paris, 1958.

(49) - CRANBERG, Los Alamos Scientific Laboratory, Report Nov. 23, 1951.

(50) - R. BEURTEY, P. CATILLON, R. CHAMINADE, H. FARAGGI, A. PAPINEAU et J. THIRION, C.R. Acad. Sci., 1959, *249*, p. 2189.

(51) - B. SJORGEN, Nucl. Instr. Methods, 1960, *5*, 274.

(52) - A. PAPINEAU, J. Phys. Radium, 1951, *12*, 667.

(53) - R.C.L. 256 Channel Analyser (Argonne Type), R.C.L. Nucleonic Park, Skolsie, Illinois, U.S.A.

(54) - C.M. BRAAMS, Phys. Rev., 1956, *101*, 1764.

(55) - R.H. HELM, Phys. Rev., 1956, *104*, 1466.

(56) - Y. HIRAO, E. OKADA, I. MIURA et T. WAKATSUKI, J. Phys. Soc. Japan, 1958, *13*, n° 3, p. 233.

(57) - J. BELLICARD, (communication privée).

(58) - GILLET et SANDERSON, (communication privée).

(59) - G.E. BROWN et M. BOLSTERLI, Phys. Rev. Letters, 1959, *3*, 472.

(60) - R.A. RICCI, G. CHILOSI, G. VARCACCIO, G.B. VINGIANI, R. VAN LIESHOUT, Nuovo Cim., 1960, *17*, 523.
R.A. RICCI et al, Nuovo Cim., 1959, *11*, 156.

(61) - H. BROEK, J.L. YNTEMA et B. ZEIDMAN, (sous presse). Les résultats ont paru dans "Proceedings of the Rutherford Jubilee International Conference", Manchester 1961.

(62) - G.R. SATCHLER, (communication privée à M. Barloutaud).

(63) - B. BUCK, Phys. Rev. Letters, (sous presse).

(64) - H. CRANNEL, R. HELM, H. KENDALL, J. DESER, M. YEARIAN, Phys. Rev., 1961, *123*, 923.

(65) - J.S. BLAIR, (communication privée à J. Thirion).

(66) - VAN PATTER, Nucl. Phys., 1959, *14*, 42.

(67) - N. AUSTERN, (sous presse).

(68) - V.F. WEISSKOPF, Physics today, 1961, *14*, 18.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 5

I. Modèle collectif 5

II. Situation expérimentale 7

CHAPITRE I. - DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DES PARTICULES α 9

I. Principes d'interaction 9

II. La diffusion élastique 9
1/ Modèle du noyau noir 10
2/ Modèle optique 10

III. Diffusion inélastique 12
1/ Approximation de Born dans le cas des ondes déformées (D.W.B.A.) 12
2/ Approximation adiabatique 15
3/ Modèle de diffusion diffractionnelle de Blair 17
4/ Approximation adiabatique et méthode des ondes partielles 20

CHAPITRE II. - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 25

I. Dispositif d'ensemble 25

II. Chambre à cibles. Monitorage du faisceau 28

III. Aimant analyseur 28

1/ Equations du mouvement. Caractéristiques théoriques de l'analyseur 30
2/ Mise au point de l'analyseur 31
a) Etude du champ 32
b) Méthode du fil 32
c) Etude au thorium 33

IV. Détection 34
1/ Disposition générale de la détection 34
a) Compteur dE/dX 36
b) Décacompteur 36
c) Compteur E 36
2/ Traitement électronique des impulsions de détection 38
a) Amplification. Codage binaire. Signal somme 40
b) Conditionnement du signal somme 40
c) Attaque des adresses de l'analyseur 256 canaux 40
d) Fonctionnement dans le cas de 20 bandes de détection 40

CHAPITRE III. - RESULTATS EXPERIMENTAUX 45

I. Remarques préliminaires 45
1/ Etalonnage en énergie 45
2/ Etalonnage des sections efficaces en valeur absolue 45
3/ Impuretés des cibles 45

II. Diffusion des particules α de 44 MeV sur le calcium-40 45

Pages

III. Diffusion des particules α de 44 MeV sur les noyaux pair-impair : 51
1/ Diffusion sur ^{63}Cu et ^{65}Cu 51
2/ Diffusion sur ^{57}Fe 54

IV. Diffusion des particules α sur ^{56}Fe, ^{58}Ni, ^{60}Ni, ^{64}Ni, ^{64}Zn, ^{66}Zn, ^{68}Zn 56
1/ Résultats 56
a) ^{56}Fe et ^{58}Ni 56
b) ^{60}Ni, ^{64}Ni, ^{64}Zn, ^{66}Zn, ^{68}Zn 56
2/ Discussion 58
a) Diffusion élastique 58
b) Niveaux A 66
c) Niveaux E 66
d) Niveaux F, F', G, G' 66

V. Mise en évidence de la double excitation nucléaire 70

VI. Conclusion 77

REMERCIEMENTS 79

BIBLIOGRAPHIE 81

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"MESURE DES TEMPS DE REACTIONS NUCLEAIRES"

Vu et approuvé
Paris, le 11 mai 1962
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

IMP. LOUIS-JEAN — GAP

Dépôt légal n° 133 — 1962